



# Technique de la cinématique inverse pour l'étude des rendements isotopiques des fragments de fission aux énergies GANIL

O. Delaune

## ► To cite this version:

O. Delaune. Technique de la cinématique inverse pour l'étude des rendements isotopiques des fragments de fission aux énergies GANIL. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2012. Français. NNT : . tel-00757425

**HAL Id: tel-00757425**

**<https://theses.hal.science/tel-00757425>**

Submitted on 26 Nov 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE-NORMANDIE  
U.F.R. de Sciences  
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

## T H È S E

Présentée par  
**M. Olivier DELAUNE**

soutenue le  
**30 octobre 2012**  
en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 aout 2006

Titre :

**Technique de la cinématique inverse pour l'étude des  
rendements isotopiques des fragments de fission aux  
énergies GANIL**

### MEMBRES du JURY :

<b>M. Christian Beck</b>	Directeur de recherche au CNRS, IPHC, Strasbourg	( <i>Rapporteur</i> )
<b>M. Abdelouahad Chbihi</b>	Directeur de recherche au CNRS, GANIL, Caen	( <i>Directeur de thèse</i> )
<b>Mme Fanny Farget</b>	Chercheur au CNRS, GANIL, Caen	
<b>Mme Francesca Gulminelli</b>	Professeur, Université de Caen Basse-Normandie, Caen	
<b>M. Ulli Koester</b>	Chercheur à l'ILL, Grenoble	
<b>M. Karl-Heinz Schmidt</b>	Chercheur au GSI, Darmstadt, Allemagne	
<b>M. Olivier Serot</b>	Ingénieur de recherche au CEA/DEN, Cadarache	( <i>Rapporteur</i> )



UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE-NORMANDIE  
U.F.R. de Sciences  
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

**T H È S E**

Présentée par  
**M. Olivier DELAUNE**

soutenue le  
**30 octobre 2012**  
en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 aout 2006

Titre :

**Technique de la cinématique inverse pour l'étude des  
rendements isotopiques des fragments de fission aux  
énergies GANIL**

**MEMBRES du JURY :**

<b>M. Christian Beck</b>	Directeur de recherche au CNRS, IPHC, Strasbourg	<i>(Rapporteur)</i>
<b>M. Abdelouahad Chbihi</b>	Directeur de recherche au CNRS, GANIL, Caen	<i>(Directeur de thèse)</i>
<b>Mme Fanny Farget</b>	Chercheur au CNRS, GANIL, Caen	
<b>Mme Francesca Gulminelli</b>	Professeur, Université de Caen Basse-Normandie, Caen	
<b>M. Ulli Koester</b>	Chercheur à l'ILL, Grenoble	
<b>M. Karl-Heinz Schmidt</b>	Chercheur au GSI, Darmstadt, Allemagne	
<b>M. Olivier Serot</b>	Ingénieur de recherche au CEA/DEN, Cadarache	<i>(Rapporteur)</i>





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Motivations</b>	<b>3</b>
1.1 Description macro-microscopique de la fission . . . . .	3
1.1.1 Découverte de la fission . . . . .	3
1.1.2 Description générale de la fission . . . . .	3
1.1.2.1 Modèle de la goutte liquide . . . . .	3
1.1.2.2 Application à la fission . . . . .	5
1.1.2.3 Modèle de Strutinsky . . . . .	8
1.1.2.4 Modèle du point de scission de Wilkins . . . . .	12
1.1.3 Quelques questions ouvertes . . . . .	14
1.1.3.1 Influence du nombre de protons et de neutrons dans la formation des fragments de fission . . . . .	14
1.1.3.2 Partage de l'énergie d'excitation . . . . .	15
1.2 La fission et ses applications . . . . .	19
1.2.1 Cycle électronucléaire . . . . .	19
1.2.1.1 Développement de nouveaux réacteurs . . . . .	19
1.2.1.2 Incinération des déchets radioactifs . . . . .	20
1.2.2 Faisceaux radioactifs . . . . .	21
1.2.3 Astrophysique . . . . .	22
<b>2 Expériences</b>	<b>25</b>
2.1 Généralités . . . . .	25
2.1.1 Technique de la cinématique inverse . . . . .	25
2.1.2 Utilisation d'un spectromètre . . . . .	30
2.1.3 Production des noyaux d'intérêt . . . . .	31
2.2 e516, fission induite par transfert et fusion avec VAMOS . . . . .	35
2.2.1 Principe général de l'expérience . . . . .	35
2.2.2 Cinématique . . . . .	35
2.2.2.1 Cinématique du noyau de recul de la cible . . . . .	35
2.2.2.2 Cinématique des fragments de fission . . . . .	37
2.2.3 Dispositif expérimental . . . . .	38
2.2.3.1 SPIDER : détection du noyau de recul de la cible . . . . .	39
2.2.3.2 VAMOS : détection des fragments de fission . . . . .	41
2.2.3.3 Déclenchement de l'acquisition . . . . .	44
2.3 e547, étude de la fusion-fission avec LISE . . . . .	44
2.3.1 Dispositif expérimental . . . . .	45
2.3.2 Cinématique . . . . .	46

<b>3</b>	<b>Analyse de l'expérience e516</b>	<b>49</b>
3.1	Identification des produits de fission . . . . .	49
3.1.1	Identification de l'état de charge $q$ . . . . .	49
3.1.2	Étalonnage de la masse . . . . .	52
3.1.3	Numéro atomique des fragments de fission, utilisation d'un modèle . .	56
3.1.3.1	Principe de l'identification du numéro atomique . . . . .	56
3.1.3.2	Description du modèle . . . . .	57
3.1.3.2.a	Estimation de la valeur de l'état de charge ionique . .	58
3.1.3.2.b	Estimation de la vitesse . . . . .	60
3.1.3.2.c	Estimation de la perte d'énergie . . . . .	60
3.1.3.3	Résultats . . . . .	62
3.1.4	Numéro atomique des fragments de fission, utilisation de contours . .	67
3.2	Vérification de l'identification . . . . .	70
3.2.1	Description du système de détection des rayonnements $\gamma$ . . . . .	70
3.2.1.1	Correction de l'effet Doppler . . . . .	70
3.2.2	Utilisation des spectres $\gamma$ . . . . .	72
3.2.3	Contamination possible . . . . .	73
3.2.4	Conclusion sur l'identification . . . . .	75
3.3	SPIDER, identification du noyau de recul . . . . .	76
3.3.1	Énergie d'excitation des actinides . . . . .	80
3.4	Rendements de fission . . . . .	81
3.4.1	Normalisation à l'intensité du faisceau . . . . .	82
3.4.2	Acceptance . . . . .	83
3.4.2.1	Reconstruction des grandeurs dans le référentiel du noyau fissionnant . . . . .	83
3.4.2.2	Correction de l'acceptance en $\varphi$ . . . . .	86
3.4.2.3	Reconstruction des distributions en états de charge . . . . .	87
3.4.2.4	Rendements isotopiques . . . . .	89
3.4.2.5	Reconstruction des distributions angulaires à partir de la dis- tribution en état de charge . . . . .	92
<b>4</b>	<b>Analyse de l'expérience e547</b>	<b>99</b>
4.1	Identification des produits de fission . . . . .	99
4.1.1	Étalonnage des détecteurs . . . . .	99
4.1.1.1	Détecteurs en position . . . . .	100
4.1.1.2	Mesure de l'énergie dans les détecteurs silicium . . . . .	101
4.1.2	Identification des particules . . . . .	102
4.1.2.1	Mesure de la vitesse . . . . .	102
4.1.2.2	Mesure de la rigidité magnétique . . . . .	102
4.1.2.3	Identification de la masse et de l'état de charge . . . . .	103
4.1.2.4	Identification du numéro atomique . . . . .	103
4.1.3	Vérification de l'identification . . . . .	105
4.1.3.1	Mesure de l'énergie dans les détecteurs germanium . . . . .	106
4.1.3.2	Spectres en énergie $\gamma$ . . . . .	107
4.1.4	Conclusion sur l'identification . . . . .	108
4.1.5	Comparaison des taux de production des deux expériences . . . . .	110
4.2	Reconstruction des distributions en vitesse . . . . .	111

<b>5 Résultats</b>	<b>115</b>
5.1 Rendements de fission du $^{250}\text{Cf}$ à $E^*=45$ MeV . . . . .	115
5.1.1 Rendements isotopiques . . . . .	115
5.1.2 Rendements par numéro atomique et par masse . . . . .	117
5.2 Vitesse de fission . . . . .	120
5.2.1 Largeur des distributions en vitesse . . . . .	126
5.2.2 Énergie cinétique totale . . . . .	127
5.3 Évolution des distributions des produits de fission . . . . .	128
5.3.1 Excès de neutrons des produits de fission . . . . .	129
5.3.2 Largeur des distributions isotopiques des produits de fission . . . . .	132
5.3.3 Multiplicité de neutrons post-scission . . . . .	133
5.4 Rendements de fission induite par réaction de transfert . . . . .	136
5.4.1 Corrections du rapport fragment léger/fragment lourd dans la fission induite par transfert . . . . .	136
5.4.2 Comparaison des rendements du plutonium aux mesures précédentes . . . . .	138
5.4.3 Distributions isotopiques de l'uranium et du neptunium . . . . .	142
5.4.4 Effet pair-impair . . . . .	145
5.4.5 Effets de couche proton et neutron . . . . .	146
<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>151</b>
<b>A Évolution de l'acceptance angulaire de VAMOS</b>	<b>153</b>
<b>B Distributions en état de charge</b>	<b>155</b>
<b>C Rendements isotopiques relatifs</b>	<b>157</b>
C.1 Rendements isotopiques du $^{250}\text{Cf}$ à $E^*=45$ MeV . . . . .	157
C.2 Rendements isotopiques du $^{240,241}\text{Pu}$ à $E^*\approx 9$ MeV . . . . .	166
C.3 Rendements isotopiques du système $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$ à $E_{\text{CM}}\approx 240$ MeV . . . . .	171
C.4 Rendements isotopiques du système $^{238}\text{U}+^9\text{Be}$ à $E_{\text{CM}}\approx 185$ MeV . . . . .	179
<b>Bibliographie</b>	<b>189</b>
<b>Table des figures</b>	<b>199</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>209</b>
<b>Remerciements</b>	<b>211</b>



# Introduction

Le noyau atomique est un ensemble de nucléons, les protons et les neutrons, liés entre eux par l'interaction forte. Ce noyau peut soit être décrit de façon microscopique en considérant les nucléons comme des particules individuelles, soit de façon macroscopique en considérant les nucléons dans leur ensemble. L'un des plus grands succès de l'approche microscopique a été le développement du modèle en couches, dans lequel les nucléons évoluent indépendamment les uns des autres dans un potentiel central moyen. Par ailleurs, des observations expérimentales (résonances géantes, ...) indiquent que les nucléons à l'intérieur du noyau peuvent se comporter de manière cohérente. Le modèle de la goutte liquide proposé en 1930 par Weisskopf [Weisskopf et Wigner, 1930] s'appuie sur cette approche en considérant le noyau de façon macroscopique. Il est décrit alors comme une goutte liquide chargée.

La fission nucléaire à basse énergie d'excitation est l'un des phénomènes nucléaires où ces deux comportements coexistent ; la déformation du noyau fissionnant jusqu'à la scission correspond à un mouvement collectif des nucléons tandis que la formation des fragments de fission est fortement influencée par des effets de la structure en couches des niveaux d'énergie des nucléons. La fission est alors qualifiée d'asymétrique puisqu'elle conduit à la formation de deux fragments de masses différentes. En effet, il a été observé que la valeur moyenne de la distribution en masse des fragments lourds est à peu près constante ( $A \approx 140$ ) quel que soit le système fissionnant, tandis que les fragments légers complètent juste la charge et la masse manquantes vis-à-vis du noyau fissionnant. Il en a été conclu que c'est la formation des fragments lourds qui est influencée par des effets de couches. Des calculs de corrections de couches indiquent qu'il existe des gaps en énergie importants dans les couches de neutrons déformée à  $N \approx 88$  et sphérique à  $N = 82$  [Wilkins *et al.*, 1976]. Cela permet d'expliquer la constance de la valeur moyenne de la distribution en masse des fragments lourds du fait de ces nombres de neutrons privilégiés. L'influence du nombre de protons dans les fragments lourds était rarement discutée jusqu'à récemment. Cela peut s'expliquer par le fait que les différents calculs étudiant l'évolution des niveaux d'énergie en fonction de la déformation montrent que les gaps entre les niveaux d'énergie associés aux neutrons sont maximaux dans les régions de déformation que l'on sait être celles des fragments de fission aux déformations de scission tandis qu'aucun gap n'est prédit dans les niveaux d'énergie liés aux protons. Par ailleurs, au niveau expérimental, le numéro atomique des fragments lourds était difficilement mesurable du fait de limitations expérimentales.

Au milieu des années 1990, la technique de la cinématique inverse a ouvert de nouvelles possibilités. Contrairement à la cinématique directe où l'on accélère un faisceau léger que l'on envoie sur une cible lourde, en cinématique inverse c'est le noyau lourd qui est accéléré. Les fragments de fission disposent ainsi d'une vitesse plus importante du fait de la présence de la vitesse d'entraînement du faisceau. La cinématique inverse a donc été utilisée afin de mesurer la distribution en charge de l'ensemble des fragments de fission pour une vingtaine de systèmes fissionnants [Schmidt *et al.*, 2000] montrant ainsi que la valeur moyenne de

la distribution en charge des fragments lourds est à peu près constante autour de  $Z = 54$  [Benlliure *et al.*, 2002] pour une grande gamme de systèmes fissionnants, suggérant que les protons aient un rôle à jouer. Cependant, la mesure de la masse n'a pas été possible et ainsi l'influence du nombre de neutrons n'a pas pu être déterminée. Cette thèse s'inscrit dans cette problématique ; elle s'appuie sur une expérience réalisée au GANIL en 2008 qui vise à mesurer simultanément la masse et la charge de l'ensemble des fragments de fission pour plusieurs systèmes fissionnants, espérant alors apporter un éclairage supplémentaire sur le rôle du nombre de protons et de neutrons dans la formation des fragments.

En plus de la problématique de la description de la fission, ce processus présente un intérêt dans la possibilité de produire des noyaux riches en neutrons. Les noyaux riches en neutrons loin de la stabilité sont un sujet d'étude actuel en physique nucléaire notamment pour l'évolution de la structure en couches loin de la stabilité. La fission de  $^{238}\text{U}$  produit des fragments de fission riches en neutrons du zinc ( $Z = 30$ ) au néodyme ( $Z = 60$ ). C'est d'ailleurs le principe de l'installation SPIRAL 2 qui utilisera la fission de  $^{238}\text{U}$  pour produire des noyaux riches en neutrons qui pourront ensuite être accélérés. La production de noyaux plus lourds ( $Z > 60$ ) a été proposée via des réactions de fusion-fission [Tarasov et Villari, 2008]. Il est en effet très difficile de produire des noyaux riches en neutrons dans la région de  $55 \lesssim Z \lesssim 80$  à partir de la fission de l'uranium. L'utilisation de réactions de fusion-fission à haute énergie d'excitation est alors envisagée comme possibilité pour produire des noyaux riches en neutrons dans cette région difficilement accessible. Les résultats de cette expérience seront également développés dans cette thèse.

L'étude de la fission nucléaire présente également d'autres intérêts du point de vue des applications. C'est par exemple le cas pour le développement de réacteurs nucléaires dits de quatrième génération qui visent à produire de l'énergie en utilisant un autre combustible que de  $^{235}\text{U}$  et/ou à incinérer les déchets radioactifs. Les rendements de fission précis de plusieurs actinides mineurs ( $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241,243}\text{Am}$  et  $^{243,244,245}\text{Cm}$  principalement [Nakagawa *et al.*, 1999]) sont en particulier requis pour la construction de tels réacteurs. Cependant, les données expérimentales sont soit incomplètes soit inexistantes et les modèles d'évaluation des données nucléaires ne fournissent pas une prédiction suffisamment précise. De nouvelles mesures sont donc nécessaires pour contraindre davantage ces modèles.

La fission présente donc à la fois un intérêt industriel très important, notamment au niveau de la production d'énergie, mais également un intérêt au niveau de la recherche fondamentale, afin de comprendre le rôle des effets de couches protons et neutrons dans la formation des fragments de fission et pour la production de noyaux lourds riches en neutrons.

# 1 Motivations

## 1.1 Description macro-microscopique de la fission

### 1.1.1 Découverte de la fission

Suite à la découverte du neutron en 1932 [Chadwick, 1932] et de la description de la radioactivité  $\beta$  en 1934 [Fermi, 1934 ; Wilson, 1968], les physiciens ont eu l'idée de produire de nouveaux noyaux plus lourds que l' $^{238}\text{U}$  (élément le plus lourd présent sur Terre) en combinant une capture neutronique suivie d'une décroissance  $\beta$ . Contrairement à ce qui était attendu (formation d'éléments transuraniens), du baryum fut clairement identifié comme voie de sortie de la réaction  $\text{U}+\text{n}$  [Hahn et Strassmann, 1939] en 1939. Une interprétation du phénomène fut très vite donnée par Lise Meitner [Meitner et Frisch, 1939] qui proposa le fait que le noyau se divise en deux suite à l'apport d'énergie supplémentaire. Elle donna une brève description de ce phénomène de fission en utilisant le modèle de la goutte liquide chargée développée par Gamow quelques années plus tôt. Une description théorique précise fut donnée quelques mois plus tard par Bohr et Wheeler [Bohr et Wheeler, 1939]. Les mesures expérimentales qui ont suivi ont permis d'affiner ce modèle théorique. En parallèle, le modèle en couches se développait [Bethe et Bacher, 1936 ; Feenberg et Wigner, 1937] et permit de donner une explication à la fission asymétrique observée [Mayer, 1948]. Le modèle de la goutte liquide seule ne prédit en effet qu'une fission symétrique. En s'appuyant sur la méthode proposée par Strutinsky pour estimer la correction à appliquer à l'énergie potentielle de la goutte liquide, il est possible de prendre en compte les effets de couches [Strutinsky, 1967] ce qui conduit à la prédiction d'une fission asymétrique. En plus d'expliquer la fission asymétrique, la prise en compte des effets de couches a permis d'expliquer les isomères de fission [Polikanov et Sletten, 1970]. Au début des années 90, une compréhension assez large du phénomène de fission a été documentée dans le livre de Wagemans [Wagemans, 1991].

### 1.1.2 Description générale de la fission

Pour décrire l'évolution du noyau fissionnant de son état fondamental à son point de scission — le point où il se casse en deux fragments — une connaissance précise de l'évolution de l'énergie potentielle du noyau avec sa déformation est nécessaire. Cette énergie potentielle est décrite par le modèle de la goutte liquide à laquelle on applique des corrections liées aux effets de couches des fragments.

#### 1.1.2.1 Modèle de la goutte liquide

Le modèle de la goutte liquide traite le noyau comme une goutte incompressible d'un fluide composé de nucléons liés entre eux par l'interaction forte. Il considère que le noyau



est un objet sphérique avec un rayon  $r = r_0 A^{1/3}$  où  $A$  désigne le nombre de nucléons qui constituent le noyau et  $r_0$  est une constante égale à 1,15 fm et qui correspond classiquement au rayon d'un nucléon. Cela suggère que la densité nucléaire est constante, quel que soit le nombre de nucléons, tout comme pour une goutte d'eau. En 1935, von Weizsäcker [Weizsäcker, 1935] a proposé une formule semi-empirique permettant de calculer l'énergie de liaison  $B$  d'un noyau en s'appuyant sur cette hypothèse. La relation 1.1 présente la version basique de cette formule.

$$\begin{aligned} B &= E_v - E_s - E_c - E_a - E_p \\ &= a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \frac{a_p}{A^{1/2}} \end{aligned} \quad (1.1)$$

L'énergie de liaison d'un noyau dépend donc de cinq termes principaux :

- un terme de volume  $E_v = a_v A$
- un terme de surface  $E_s = a_s A^{2/3}$
- un terme coulombien  $E_c = a_c Z^2 A^{-1/3}$
- un terme d'asymétrie  $E_a = a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A}$
- un terme d'appariement  $E_p = \frac{a_p}{A^{1/2}}$

### Terme de volume

L'énergie de liaison du noyau provient principalement du terme de volume ; les autres termes sont des corrections apportées à l'énergie de volume. Ce terme provient de l'interaction forte. Cette interaction agit à la fois sur les protons et les neutrons sur de courtes distances. Ainsi les nucléons n'interagissent qu'avec leurs plus proches voisins. De plus, en considérant la densité comme constante, chaque nucléon interagit en moyenne avec le même nombre de nucléons voisins. Cela signifie que chaque nucléon contribue en moyenne au même niveau à l'énergie totale du noyau.

### Terme de surface

L'affirmation précédente est uniquement vraie pour les nucléons au centre du noyau. Les nucléons en surface ayant moins de voisins, leur contribution à l'énergie de liaison est moindre. Cette diminution est proportionnelle à l'aire de la surface, c'est-à-dire proportionnelle à  $4\pi(r_0 A^{1/3})^2 \propto A^{2/3}$ .

### Terme coulombien

Les protons se repoussent mutuellement, ce qui entraîne une diminution de l'énergie de liaison. Toujours en considérant que le noyau est sphérique et uniformément chargé, l'énergie potentielle de cette distribution de charge est représentée par  $E_c \approx a_c Z^2 / A^{1/3}$ .

### Terme d'asymétrie

L'interaction forte est en compétition avec la répulsion coulombienne pour stabiliser le noyau lorsque le nombre de protons augmente. Accroître le nombre de neutrons par rapport au nombre de protons permet d'augmenter l'interaction forte et de diminuer la répulsion coulombienne. Toutefois, à cause du principe d'exclusion de Pauli, les neutrons supplémentaires se trouvent sur des niveaux d'énergie de plus en plus élevés. L'énergie totale du noyau est alors plus grande ce qui se traduit par une diminution de l'énergie de liaison. Le terme d'asymétrie tente de prendre en compte ce phénomène quantique.

### Terme d'appariement

Lorsqu'un noyau possède un nombre pair de protons et/ou neutrons, sa stabilité est accrue. Deux protons (ou neutrons) avec les mêmes nombres quantiques ont un recouvrement complet de leur fonction d'onde ce qui accroît l'interaction forte entre eux et ainsi l'énergie de liaison du noyau. Ce phénomène est appelé appariement. Lorsque le noyau est relativement gros, le recouvrement entre les fonctions d'onde est plus petit. Empiriquement, cet effet est décrit par l'expression  $a_p A^{-1/2}$ .

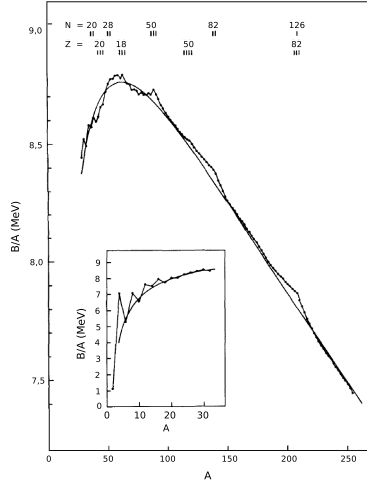


FIGURE 1.1 – Énergie de liaison par nucléon  $B/A$  en fonction de la masse des noyaux stables  $A$  (masse impaire uniquement). Les données expérimentales sont représentées par les points noirs et la courbe représente la prédiction de la formule 1.1. Issu de [Bohr et Mottelson, 1969].

Les valeurs des paramètres  $a_v$ ,  $a_s$ ,  $a_c$ ,  $a_a$  et  $a_p$  sont ajustées sur les masses expérimentales. Leur valeur dépend donc de la quantité de données expérimentales utilisées pour réaliser l'ajustement. Par exemple, Povh *et al.* [Povh *et al.*, 2008] donnent les valeurs suivantes<sup>1</sup> :

- $a_v = 15,67$  MeV
- $a_s = 17,23$  MeV
- $a_c = 0,714$  MeV
- $a_a = 23,29$  MeV
- $a_p = \begin{cases} -11,2 & \text{MeV pour } Z \text{ et } N \text{ pairs (noyaux pair-pair)} \\ 0 & \text{MeV pour } A \text{ impair (noyaux impair-pair)} \\ +11,2 & \text{MeV pour } Z \text{ et } N \text{ impairs (noyaux impair-impair)} \end{cases}$

Ainsi le noyau de  $^{56}\text{Fe}$  possède une énergie de liaison de  $E_{LDM} = 494$  MeV, soit 8,82 MeV/A tandis que l'énergie du  $^{208}\text{Pb}$  vaut  $E_{LDM} = 1628$  MeV, soit 7,83 MeV/A.

La figure 1.1 illustre le degré de précision obtenu à l'aide de la formule 1.1 qui reproduit globalement bien les énergies de liaison mesurées expérimentalement. Les déviations observées (inférieures à 1% pour  $A > 20$ ) proviennent de la structure en couches des nucléons.

#### 1.1.2.2 Application à la fission

Utilisons maintenant le modèle de la goutte liquide pour décrire le processus de fission. Le noyau fissionnant se déformant tout au long de la fission, nous allons prendre en compte la déformation du noyau  $\varepsilon$  dans le modèle de la goutte liquide. Seuls les termes de surface et coulombien sont concernés par cette modification du fait que le noyau est considéré comme

1. Ces valeurs reproduisent la courbe théorique de la figure 1.1.

incompressible. Ainsi nous pouvons définir l'énergie de déformation  $E_{\text{déf}}$  par la relation 1.2 :

$$\begin{aligned} E_{\text{déf}}(\varepsilon) &= B(\varepsilon) - B(0) \\ &= E_s(\varepsilon) + E_c(\varepsilon) - E_s(0) - E_c(0) \end{aligned} \quad (1.2)$$

où  $B(0)$  désigne l'énergie de liaison à déformation nulle décrite à l'équation 1.1 et  $B(\varepsilon)$ , l'énergie de liaison du noyau déformé.

La déformation du noyau peut être décrite par un développement multipolaire de la surface du noyau

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda, \mu} a_{\lambda, \mu} Y_{\lambda, \mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (1.3)$$

où  $R(\theta, \varphi)$  désigne le rayon du noyau à l'angle polaire  $\theta$  et azimutal  $\varphi$ ,  $R_0$  le rayon du noyau lorsqu'il est parfaitement sphérique et  $Y_{\lambda, \mu}(\theta, \varphi)$  les harmoniques sphériques. Les coefficients  $a_{\lambda, \mu}$  représentent les déformations du noyau ;  $a_{00}$  correspond à une déformation monopolaire (le volume est modifié),  $a_{10}$  à une déformation dipolaire (la position du centre de masse est modifiée),  $a_{20}$  à une déformation quadrupolaire (élongation le long d'un axe de symétrie),  $a_{30}$  à une déformation octupolaire,  $a_{40}$  à une déformation hexadécapolaire, ... La variable  $\varepsilon$  présente dans l'équation 1.2 représente la déformation globale du noyau qui est une combinaison des paramètres  $a_{\lambda, \mu}$ . Les principales déformations sont représentées sur la figure 1.2. Lors du phénomène de fission, la déformation quadrupolaire est la principale

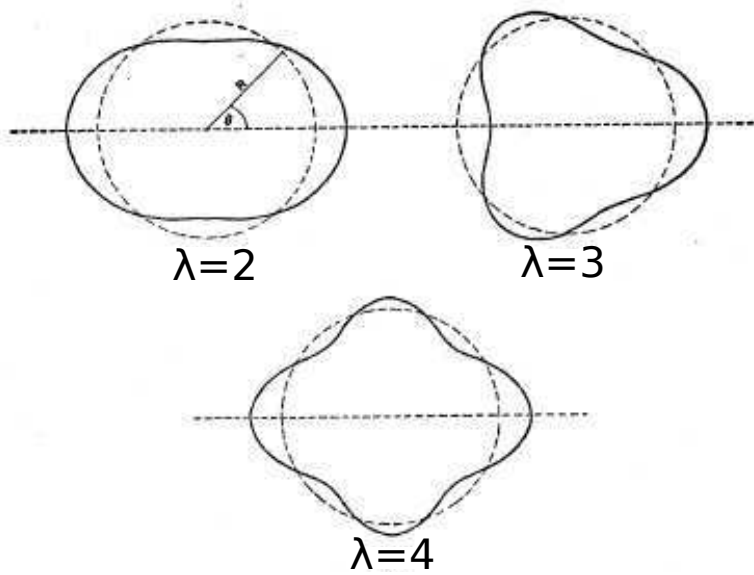


FIGURE 1.2 – Représentation des déformations quadrupolaire ( $\lambda=2$ ), octupolaire ( $\lambda=3$ ) et hexadécapolaire ( $\lambda=4$ ). Issu de [Hill et Wheeler, 1953].

déformation, tandis que la déformation hexadécapolaire intervient lorsque les deux pré-fragments sont reliés par un col. La déformation octupolaire, qui correspond à une asymétrie gauche-droite, n'est pas considérée dans les calculs car le modèle de la goutte liquide seul ne prédit qu'une fission symétrique.

En ne considérant que la déformation quadrupolaire, il est possible de montrer que [Bohr et Wheeler, 1939]

$$E_s(\varepsilon) = E_s(0)\left(1 + \frac{2}{5}a_{20}^2\right) \text{ et } E_c(\varepsilon) = E_c(0)\left(1 - \frac{1}{5}a_{20}^2\right) \quad (1.4)$$

ce qui donne une énergie de déformation de

$$E_{\text{déf}} = \frac{a_{20}^2}{5}(2E_s(0) - E_c(0)) \quad (1.5)$$

Lorsque  $E_{\text{déf}} > 0$ , le noyau possède une barrière de fission. Plus précisément, elle n'existe que dans le cas où  $E_c(0) < 2E_s(0)$  (voir la relation 1.5). Bohr et Wheeler [Bohr et Wheeler, 1939] ont ainsi introduit le paramètre de fissilité défini par la relation 1.6.

$$x = \frac{E_c(0)}{2E_s(0)} \approx \frac{Z^2}{50A} \quad (1.6)$$

Ainsi, lorsque  $x$  est inférieur à 1, la présence d'une barrière d'énergie potentielle permet l'existence du noyau. Au contraire, pour des valeurs plus grandes que 1, il n'existe pas de barrière ce qui signifie que le noyau n'est pas lié.

### Point selle

En considérant l'ensemble des déformations possibles, on définit un paysage multidimensionnel créé par l'ensemble des valeurs de l'énergie de déformation. On considère que le noyau fissionnant évolue suivant le chemin le plus favorable énergétiquement parlant. La figure 1.3 illustre ce processus.

En se référant à celle-ci, on voit que ces calculs conduisent à la formation d'un paysage d'énergie potentielle dans lequel le noyau fissionnant évolue suivant le chemin le plus favorable énergétiquement parlant. La figure indique également que le modèle de la goutte liquide prédit un état fondamental sphérique et la présence d'un col ou point selle. Le point selle tire son nom de l'analogie avec une selle de cheval car c'est cette forme qui est présente dans le paysage d'énergie potentielle. Lorsqu'une énergie supplémentaire est disponible suite à la capture d'un neutron par exemple, le noyau peut franchir cette barrière ce qui le conduit alors à fissionner. Une fois que le noyau fissionnant a passé ce point selle, il suivra, avec une probabilité très importante, le chemin de la fission jusqu'à la scission.

### Au-delà du modèle de la goutte liquide

De nombreuses améliorations ont depuis été apportées au modèle de la goutte liquide proposé par Bohr et Wheeler [Myers et Swiatecki, 1969 ; Pomorski et Dudek, 2003 ; Krappe *et al.*, 1979 ; Moller *et al.*, 1995]. Bien qu'activement développé, le modèle de la goutte liquide souffre de nombreuses limitations pour reproduire les observations expérimentales. D'une part, la goutte liquide prédit un état fondamental sphérique tandis que la plupart des noyaux présentent un état fondamental déformé [Hilaire et Girod, 2012]. D'autre part, le modèle de la goutte liquide prédit uniquement une cassure en deux fragments égaux alors que la fission asymétrique est majoritairement observée à basse énergie d'excitation. Les divergences entre les prédictions du modèle de la goutte liquide et les observations expérimentales trouvent leur source dans la structure en couches des nucléons.

Le modèle en couches considère les nucléons comme des particules indépendantes évoluant dans un potentiel moyen comportant une composante spin-orbite. La résolution de l'équation de Schrödinger donne l'énergie des particules individuelles ainsi que les fonctions

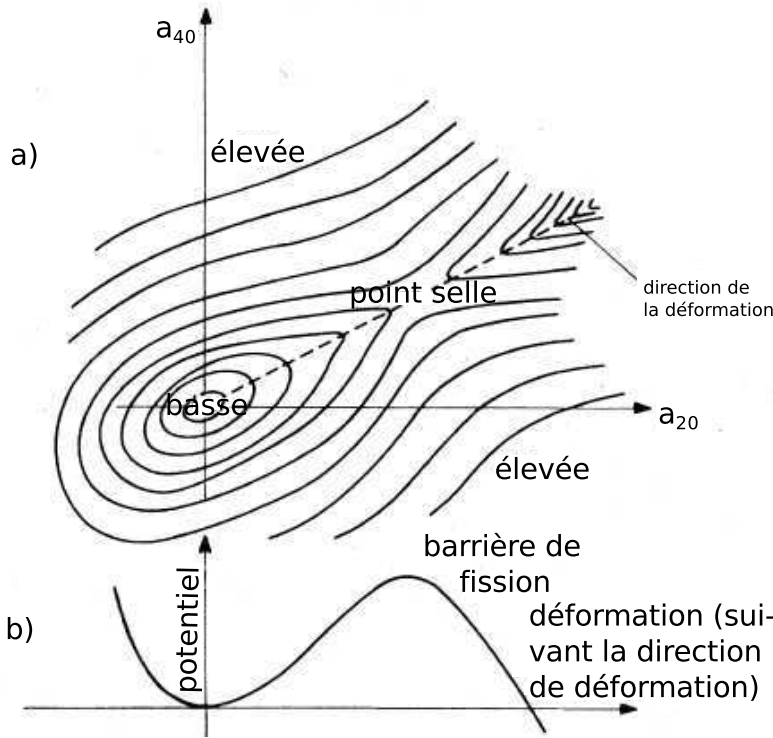


FIGURE 1.3 – (a) Représentation schématique de l'évolution des contours de l'énergie potentielle en fonction des paramètres de déformation quadrupolaire ( $a_{20}$ ) et hexadécapolaire ( $a_{40}$ ). (b) Évolution de l'énergie potentielle avec la déformation le long du chemin où l'énergie potentielle est minimale (représenté en pointillé sur la figure (a)). Issu de [Bjørnholm et Lynn, 1980].

d'onde des nucléons. Tout comme les électrons à l'intérieur d'un atome, les nucléons à l'intérieur d'un noyau s'organisent sur des couches de différents niveaux d'énergie. Une évolution majeure du modèle en couches — qui joue un rôle important dans la formation des fragments de fission — a été introduite par Nilsson en 1955 [Nilsson, 1955]. Il a montré que les gaps en énergie importants qui définissent les nombres magiques évoluent avec la déformation du potentiel. Les figures 1.4 et 1.5 illustrent l'évolution des gaps en énergie avec la déformation quadrupolaire du noyau.

### 1.1.2.3 Modèle de Strutinsky

La méthode proposée par Strutinsky [Strutinsky, 1967] permet de combiner les avantages du modèle de la goutte liquide tout en considérant les effets liés à la structure en couche des nucléons. Ainsi l'énergie totale du noyau composé de  $A$  nucléons peut être vue comme la somme de l'énergie de liaison  $B$  et d'une énergie de correction liée à la structure en couches  $\delta E$ . Cette énergie de correction s'exprime par

$$\delta E = U - \tilde{U} \quad (1.7)$$

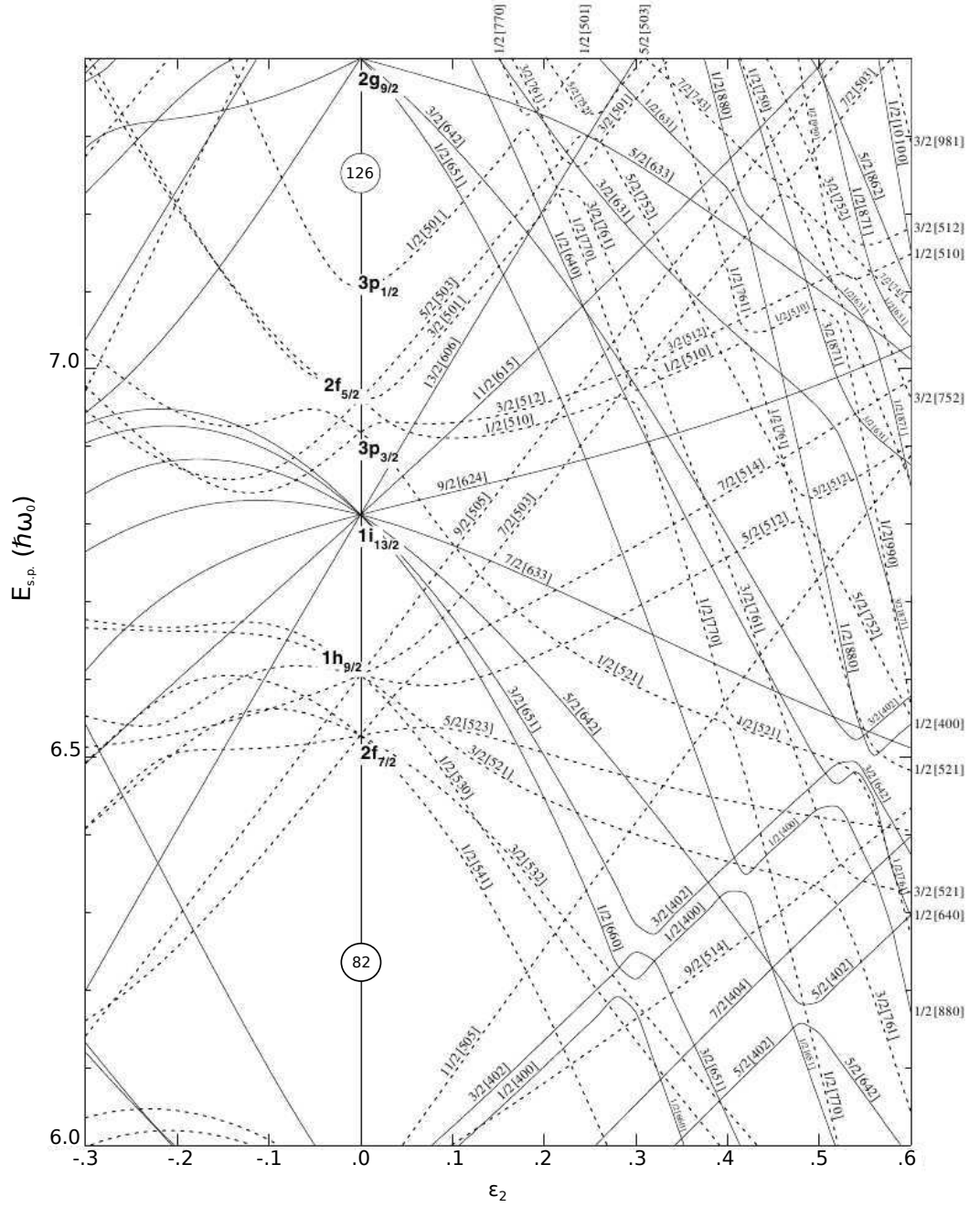


FIGURE 1.4 – Diagramme de Nilsson représentant l'énergie de particules individuelles des neutrons en fonction de la déformation quadrupolaire. Issu de [Singh et al., 2002].

où  $U$  désigne la somme des énergies individuelles réelles ( $U = \sum_{i=1}^A e_i$  où  $e_i$  est l'énergie d'une particule) et  $\tilde{U}$  la somme des énergies individuelles d'un système fictif qui ne présente pas de structure en couches, c'est-à-dire avec une densité de niveaux uniforme.  $\tilde{U}$  est définie

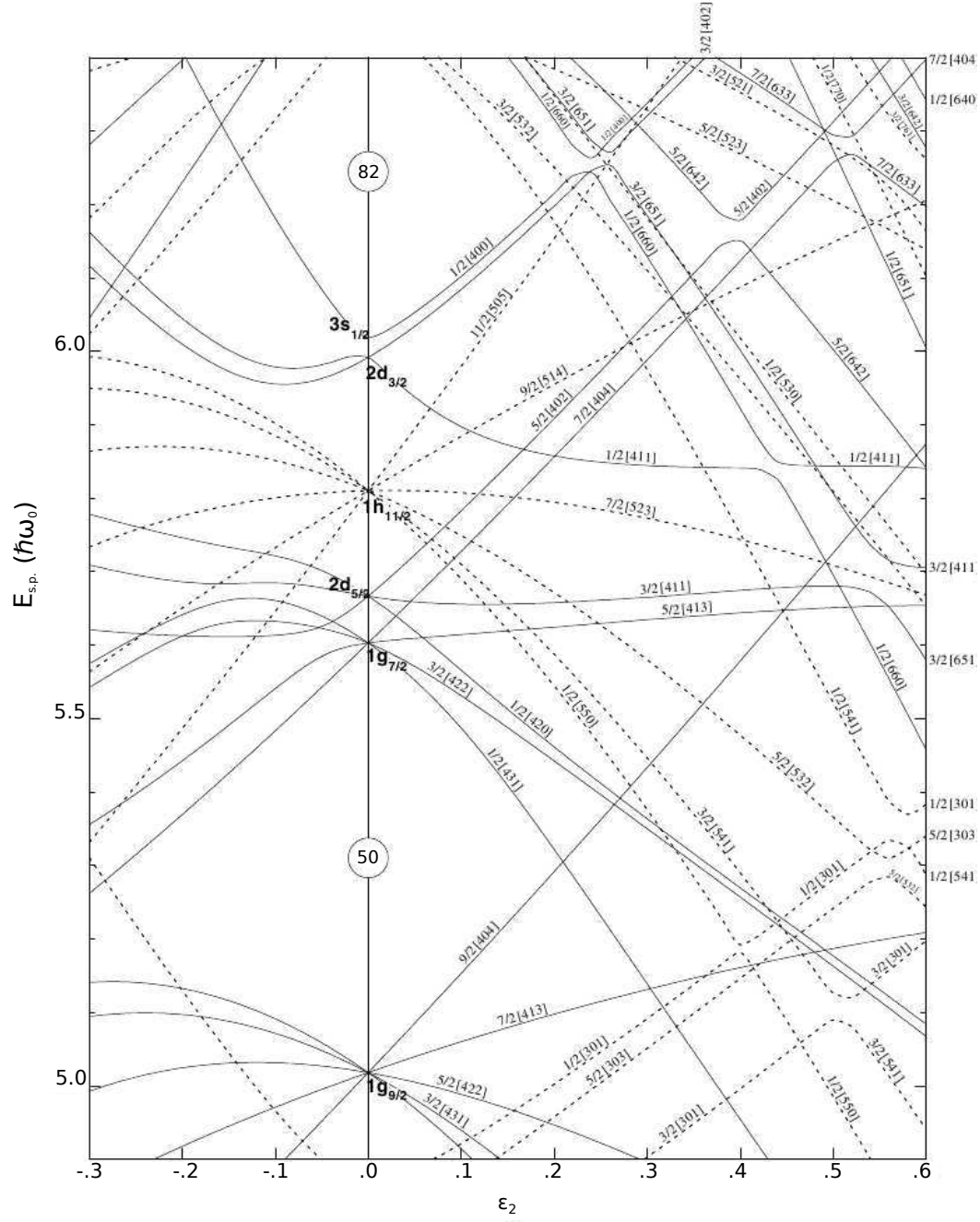


FIGURE 1.5 – Diagramme de Nilsson représentant l'énergie de particules individuelles des protons en fonction de la déformation quadrupolaire. Issu de [Singh et al., 2002].

par l'équation 1.8.

$$\tilde{U} = \int_{-\infty}^{\tilde{\mu}} e\tilde{g}(e)de \quad (1.8)$$

où  $\tilde{g}(e)$  est la densité de niveaux uniforme et  $\tilde{\mu}$  le niveau de Fermi associé à celle-ci. La densité de niveaux réelle  $g(e)$  est calculée à l'aide d'un potentiel déformé (Nilsson) tandis que Strutinsky a estimé la densité de niveaux uniforme  $\tilde{g}(e)$  à l'aide d'une gaussienne de largeur  $\gamma$  égale à quelques MeV (voir l'équation 1.9).

$$\tilde{g}(e) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \sum_{\nu} e^{-(e-e_{\nu})^2/\gamma^2} \quad (1.9)$$

Finalement, l'énergie de liaison corrigée du noyau est présentée par la relation 1.10.

$$\begin{aligned} E &= B + \delta E \\ &= B + \int_{-\infty}^{\mu} e g(e) de - \int_{-\infty}^{\tilde{\mu}} e \tilde{g}(e) de \end{aligned} \quad (1.10)$$

En calculant les corrections de couches pour chaque configuration de déformation le long du chemin de la fission, la barrière de fission est profondément modifiée comme présenté sur la figure 1.6.

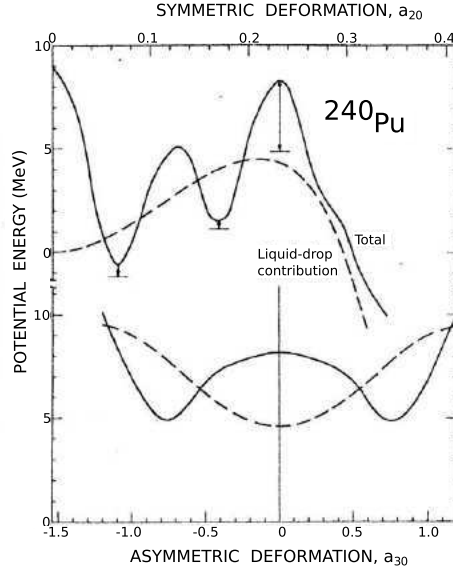


FIGURE 1.6 – La partie supérieure de la figure présente l'évolution de l'énergie potentielle du  $^{240}\text{Pu}$  en fonction de sa déformation quadrupolaire axiale  $a_{20}$ . La courbe en pointillé présente l'énergie potentielle dans le cas d'une goutte liquide pure et la courbe en trait plein l'évolution de l'énergie potentielle lorsque l'on tient compte des corrections de couches. La partie inférieure présente l'évolution au point selle de l'énergie potentielle du  $^{240}\text{Pu}$  avec la déformation asymétrique  $a_{30}$  pour une goutte liquide pure (pointillé) et corrigée de la structure en couches (trait plein). Issu de [Nix, 1972].

La prise en compte de la structure en couches fait donc apparaître une barrière de fission à deux bosses ainsi que deux minima. Le minimum absolu correspond à l'état fondamental du noyau tandis que le second minimum correspond à l'état occupé par l'isomère de fission. On observe que l'état fondamental est légèrement déformé contrairement aux prédictions de la goutte liquide.

La partie inférieure de la figure présente l'énergie potentielle en fonction de la déformation asymétrique au niveau de la seconde barrière de fission. Contrairement aux prédictions du modèle de la goutte liquide, l'énergie potentielle n'est plus minimale pour une asymétrie nulle mais pour une valeur de  $a_{30}$  autour de  $\pm 0,75$ . Dans le chapitre précédent, seuls  $a_{20}$  et  $a_{40}$  sont considérés. Ici,  $a_{30}$  joue un rôle prédominant à cause des effets de couches. La minimisation de l'énergie potentielle conduit donc à la formation de deux fragments asymétriques (un léger et un lourd).



Il est intéressant de noter que cette description ne reproduit pas le rapport  $N/Z$  des deux fragments qui sera alors égal à celui du noyau fissionnant pour les deux noyaux. Cela provient du fait que l'énergie de déformation décrite par la relation 1.2 peut également s'écrire [Nix et Swiatecki, 1965]

$$\begin{aligned} E_{\text{déf}}(\varepsilon) &= (B_S(\varepsilon) - 1)E_S(0) + (B_C(\varepsilon) - 1)E_C(0) \\ &= ((B_S(\varepsilon) - 1) + 2x(B_C(\varepsilon) - 1))E_S(0) \end{aligned} \quad (1.11)$$

où  $B_S(\varepsilon)$  désigne l'énergie de surface totale en unité d'énergie de surface pour une goutte liquide non déformée,  $B_C(\varepsilon)$  l'équivalent au niveau de l'énergie coulombienne et  $x$  le paramètre de fissilité défini à la relation 1.6.

Au point de scission, le système est composé de deux fragments. L'expression 1.11 devient alors

$$E_{\text{déf}}(\varepsilon) = ((B_{S,1}(\varepsilon) + B_{S,2}(\varepsilon) - 1) + 2x(B_{C,1}(\varepsilon) + B_{C,2}(\varepsilon) + V_B(\varepsilon) - 1))E_S(0) \quad (1.12)$$

La fonction  $B_{S,i}(\varepsilon)$  désigne l'énergie de surface du fragment  $i$  en unité de  $E_S(0)$ ,  $B_{C,i}(\varepsilon)$  l'équivalent au niveau de l'énergie coulombienne du fragment (en unité de  $E_C(0)$ ) et  $V_B(\varepsilon)$  l'énergie de l'interaction coulombienne qui s'exerce entre les deux fragments. Exprimées dans ces unités, les différentes énergies ( $B_{S,i}$ ,  $B_{C,i}$  et  $V_B$ ) ne dépendent ni du  $Z$  ni du  $A$  du noyau fissionnant ; elles sont uniquement fonction de la forme du système.

#### 1.1.2.4 Modèle du point de scission de Wilkins

Le modèle du point de scission proposé par Wilkins en 1976 [Wilkins *et al.*, 1976] apporte un autre éclairage sur la répartition du nombre de protons et de neutrons dans les deux fragments. C'est un modèle statique qui repose sur l'hypothèse d'un équilibre statistique des degrés de liberté collectifs au point de scission. Les distributions de fragments de fission sont ainsi déterminées au point de scission ou proche de celui-ci à partir des énergies potentielles relatives des deux fragments naissants. Autrement dit, l'évolution du noyau fissionnant depuis le point selle jusqu'au point de scission n'a aucune importance dans les rendements de fission calculés par ce modèle.

Au point de scission, le système décrit deux fragments coaxiaux avec une déformation  $\beta_1$  et  $\beta_2$ <sup>2</sup> dont les surfaces sont séparées d'une distance  $d$ . Les rendements des fragments de fission sont déterminés à l'aide de l'énergie potentielle de ce système  $E_p$ . Celle-ci est donnée par l'équation 1.13.

$$\begin{aligned} E_p(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, \tau, d) &= B_1(N_1, Z_1, \beta_1) + B_2(N_2, Z_2, \beta_2) \\ &+ S_1(N_1, \beta_1, \tau) + S_1(Z_1, \beta_1, \tau) + S_2(N_2, \beta_2, \tau) + S_2(Z_2, \beta_2, \tau) \\ &+ P_1(N_1, \beta_1, \tau) + P_1(Z_1, \beta_1, \tau) + P_2(N_2, \beta_2, \tau) + P_2(Z_2, \beta_2, \tau) \\ &+ V_C(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, d) + V_n(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, d) \end{aligned} \quad (1.13)$$

L'énergie potentielle comporte différentes composantes :

- $B_i$  décrit l'énergie de liaison du fragment  $i$  avec une prise en compte de sa déformation.
- $S_i$  décrit les corrections liées à la structure en couches pour les protons et les neutrons du fragment  $i$ . La correction est calculée à l'aide de la méthode de Strutinsky (voir la section 1.1.2.3) en tenant compte de la déformation ainsi que de l'énergie d'excitation intrinsèque  $\tau$  qui est reliée à la population des niveaux de particules individuelles.

---

2. Ici le paramètre de déformation  $\beta$  est relié aux demi-grand axe ( $c$ ) et demi-petit axe ( $a$ ) d'un sphéroïde prolate.  $c = kr_0 A^{1/3}(1 + 2/3\beta)$  et  $a = kr_0 A^{1/3}(1 - 1/3\beta)$  avec  $k$  un facteur de conservation du volume.

- $P_i$  décrit les corrections liées à l'appariement des nucléons dans le fragment  $i$ . L'énergie d'appariement est calculée à partir du formalisme BCS standard [Bardeen *et al.*, 1957] en tenant compte de la déformation et de l'énergie d'excitation intrinsèque du fragment.
- $V_C$  décrit l'interaction coulombienne entre les deux fragments chargés.
- $V_n$  décrit l'interaction nucléaire entre les deux fragments. Wilkins a utilisé l'interaction proposée par Krappe et Nix [Krappe et Nix, 1973].

En plus de  $\tau$  et  $d$ , Wilkins a introduit un troisième paramètre dans son modèle,  $T_{\text{coll}}$  qui représente la température collective du système. Elle est utilisée pour caractériser l'état de quasi-équilibre. En minimisant l'énergie potentielle au point de scission  $E_p$ , on obtient la répartition la plus probable des fragments de fission tandis que les rendements de fission sont obtenus à partir de la formule 1.14.

$$P(N, Z, \tau, d) = \int_{\beta_1=0}^{\beta_{\text{max}}} \int_{\beta_2=0}^{\beta_{\text{max}}} e^{\frac{-E_p(N, Z, \tau, d)}{T_{\text{coll}}}} d\beta_1 d\beta_2 \quad (1.14)$$

Dans ces calculs, la valeur de  $d$  a été fixée à 1,4 fm pour l'ensemble des systèmes fissionnants. Cette valeur permet de limiter l'influence de l'interaction nucléaire  $V_n$  au point de scission qui est alors de l'ordre de l'énergie de liaison d'un nucléon. Concernant la température collective  $T_{\text{coll}}$  et l'énergie d'excitation intrinsèque  $\tau$ , leurs valeurs ont elles aussi été fixées à 1 MeV et 0,75 MeV respectivement.

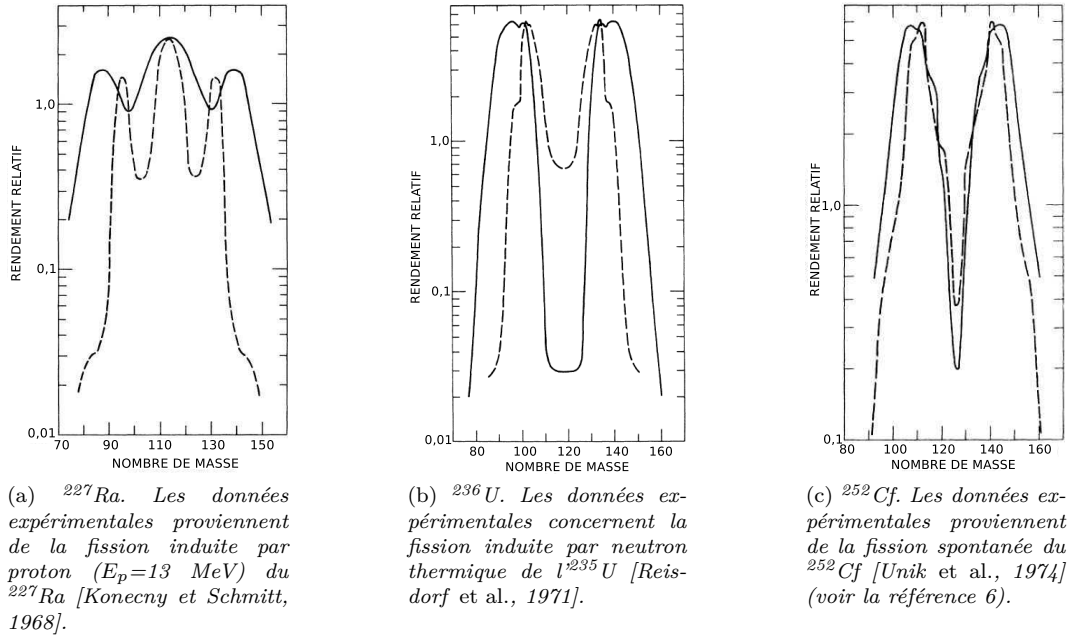


FIGURE 1.7 – Comparaison des distributions isobariques obtenues par les calculs de Wilkins (trait pointillé) et les mesures expérimentales (trait plein) pour des noyaux fissionnants de  $^{227}\text{Ra}$  (a),  $^{236}\text{U}$  (b) et de  $^{252}\text{Cf}$  (c). Issu de [Wilkins et al., 1976].

La figure 1.7 présente les distributions en masse des fragments de fission pour trois systèmes fissionnants différents : le  $^{227}\text{Ra}$  (figure 1.7a), l' $^{236}\text{U}$  (figure 1.7b) et le  $^{252}\text{Cf}$  (figure 1.7c). D'une manière générale, le modèle reproduit globalement bien la forme des distributions qu'elles soient à deux ou trois bosses. Les structures plus précises sont en revanche

mal reproduites. Ainsi le modèle ne parvient pas à recréer le rapport pic/vallée, ni la largeur des distributions et la position des pics. Les erreurs observées peuvent intervenir à différents niveaux telles qu'une mauvaise estimation de la déformation ou une erreur sur les corrections de couches. Par ailleurs, une mauvaise estimation de la valeur des paramètres  $d$ ,  $T_{\text{col}}$  et  $\tau$  peut également expliquer cette déviation par rapport aux mesures expérimentales, en particulier sur la largeur des distributions. Enfin, la non prise en compte de la dynamique de la fission peut également expliquer quelques différences.

Malgré ses incertitudes, le modèle du point de scission offre la possibilité de déterminer les caractéristiques des fragments de fission de manière globalement satisfaisante. En particulier, les nombres de protons et de neutrons varient indépendamment.

### 1.1.3 Quelques questions ouvertes

Bien que beaucoup de progrès aient été réalisés dans la compréhension du phénomène de la fission, certains éléments restent à expliquer. Certains sont présentés dans la suite et cette thèse essaiera d'y apporter quelques éléments de réponse.

#### 1.1.3.1 Influence du nombre de protons et de neutrons dans la formation des fragments de fission

Comme expliqué dans la section 1.1.2.3, la prise en compte de la structure en couches des fragments naissants permet d'expliquer la formation de fragments asymétriques au cours de la fission. Dans les années 70, il a été mis en évidence que la valeur moyenne de la distribution en masse des fragments lourds reste à peu près constante ( $A \approx 139$ ) quel que soit le système fissionnant [Flynn *et al.*, 1972]. Les figures 1.8 et 1.9 illustrent la constance de cette position moyenne.

L'explication avancée pour expliquer la constance de cette valeur moyenne de la distribution en masse des fragments lourds est l'existence d'un gap dans les niveaux d'énergie des neutrons pour des déformations importantes. Ces gaps en énergie apparaissent dans les fragments de fission qui se forment au sein du noyau fissionnant lors de sa déformation. Cela peut être compris dans le cadre du modèle du point de scission proposé par Wilkins *et al.* présenté précédemment. En calculant les corrections de couches à l'aide de la méthode de Strutinsky (voir la section 1.1.2.3) pour différentes valeurs de déformation quadrupolaire, il apparaît des gaps importants dans les couches neutrons des fragments de fission déformés ( $\beta \approx 0,6$ ) à  $N=88$  et à  $N=82$  pour les couches sphériques. La figure 1.10 présente les corrections de couches calculées à partir de la méthode de Strutinsky en fonction de la déformation  $\beta$  et du nombre de neutrons et de protons. Les corrections les plus importantes sont visibles en noir. Ce calcul fait apparaître des effets de couches très importants à déformation nulle pour  $N=82$  et pour  $\beta \approx 0,6$  à  $N=88$ . En revanche, aucun minima n'est observé dans la région de déformation  $\beta \approx 0,6$  pour les corrections de couches relatives aux protons. Cela suggère ainsi que la constance de la valeur moyenne de la distribution en masse des fragments lourds proviendrait des effets de couches de neutrons.

Cependant, une expérience réalisée à GSI<sup>3</sup> au milieu des années 90 a permis de mesurer la charge des fragments de fission issus de la fission induite par excitation coulombienne pour une soixantaine de systèmes fissionnants différents (de l' $^{205}\text{At}$  à l' $^{238}\text{U}$ ) [Schmidt *et al.*, 2000]. La large systématique a permis de mettre en évidence que la valeur moyenne de la distribution asymétrique en charge des fragments de fission est à peu près constante autour de  $Z \approx 54$  [Schmidt *et al.*, 2000 ; Böckstiegel *et al.*, 2008]. La figure 1.11 présente ce résultat.

---

3. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt

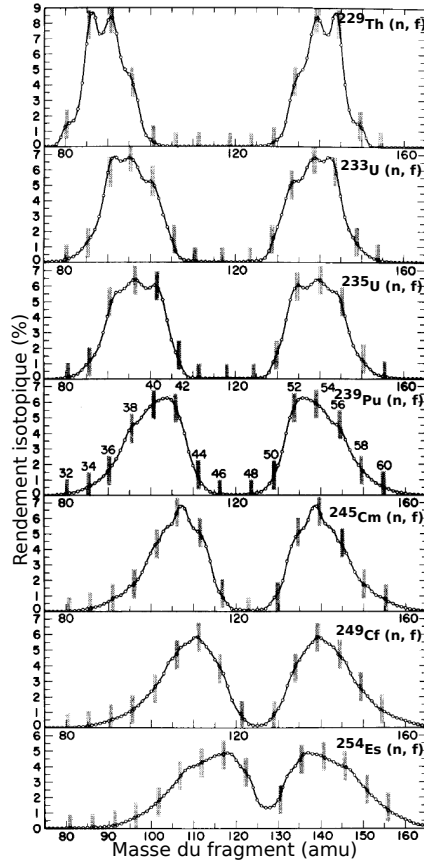


FIGURE 1.8 – Distribution en masse des fragments de fission pour différents systèmes fissionnants allant du  $^{230}\text{Th}$  à  $^{255}\text{Es}$ . Toutes les fissions sont induites par neutron thermique. Issu de [Unik et al., 1974].

Cependant, la masse des fragments n'a pas pu être déterminée au cours de cette expérience ce qui implique que la valeur moyenne du nombre de neutrons est estimée à partir de l'hypothèse UCD [Wahl et al., 1962] (*Unchanged Charge Distribution*),  $N_H = Z_H N_{CN} / Z_{CN}$  où  $N_H$  et  $Z_H$  désignent respectivement les nombres de protons et de neutrons du fragment lourd et  $Z_{CN}$  et  $N_{CN}$  ceux du noyau fissionnant. Cette valeur moyenne constante en numéro atomique n'était absolument pas prédite par la théorie [Strutinsky, 1968 ; Wilkins et al., 1976 ; Ragnarsson et Sheline, 1984].

En résumé, la théorie ne semble expliquer la constance de la valeur moyenne de la distribution en masse des fragments lourds qu'au moyen d'effets de couches de neutrons tandis qu'aucun effet de couches de protons n'est prévu dans la région de déformation  $\beta \approx 0,6$ . De plus, une expérience disposant d'une large systématique a montré que la valeur moyenne de la distribution en numéro atomique des fragments lourds était à peu près constante autour de  $Z \approx 54$ . Cette incompatibilité entre théorie et expérience nécessite une mesure simultanée de la masse et du numéro atomique des fragments de fission pour s'assurer que la valeur moyenne de la distribution en neutrons des fragments lourds est bien variable lorsque le système fissionnant est différent.

### 1.1.3.2 Partage de l'énergie d'excitation

Les fragments de fission primaires sont produits avec une certaine énergie d'excitation. Ils vont alors émettre des neutrons et des rayons  $\gamma$  jusqu'à ce qu'ils atteignent leur état fonda-

FIGURE 1.9 – Valeur moyenne de la distribution en masse des produits de fission léger et lourd en fonction de la masse du noyau fissionnant. Issu de [Flynn et al., 1972].

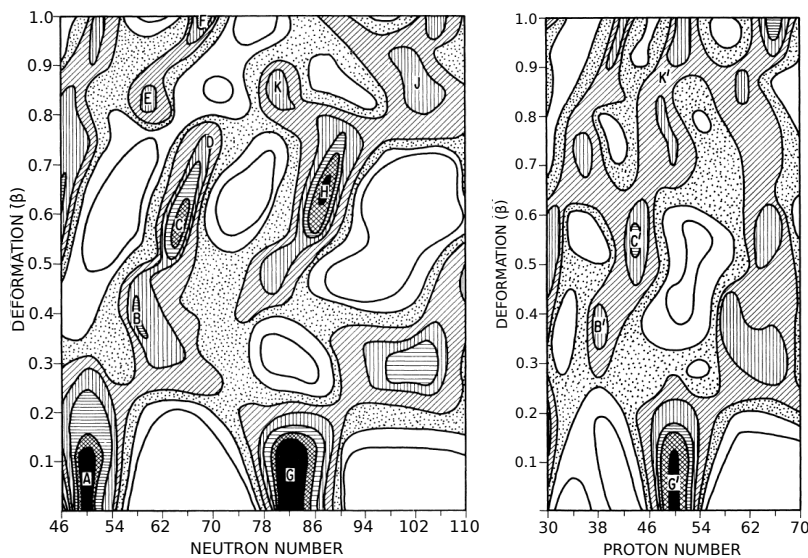
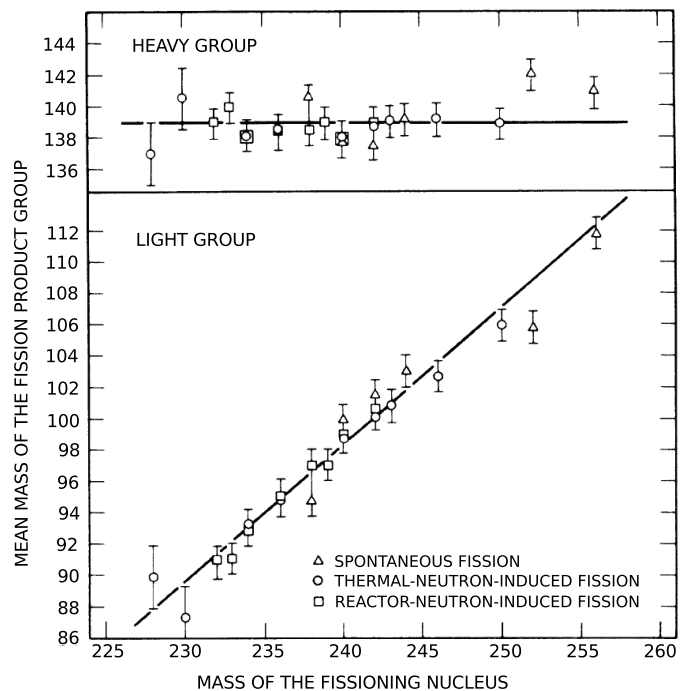


FIGURE 1.10 – Corrections de couches calculées en fonction de la déformation  $\beta$  et du nombre de neutrons (gauche), de protons (droite). Issu de [Wilkins et al., 1976].

mental. Le nombre de neutrons et  $\gamma$  instantanés (*prompt*) qui sont émis dépend directement de l'énergie d'excitation du fragment primaire.

L'énergie disponible à répartir entre les fragments est composée de la valeur  $Q$  ( $Q$  value) de la réaction. Elle est répartie entre les deux fragments à la fois en énergie cinétique TKE

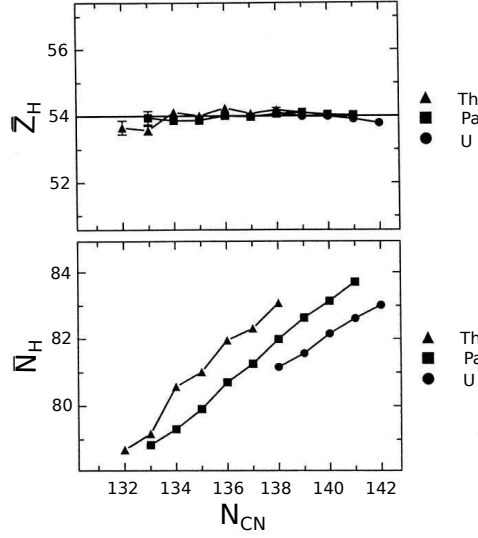


FIGURE 1.11 – Valeur moyenne de la distribution en numéro atomique (partie supérieure) et du nombre de neutrons (partie inférieure) pour l'ensemble de noyaux fissionnants où une distribution asymétrique a été observée. Issu de [Schmidt et al., 2000].

et en énergie d'excitation  $E^*$ . L'énergie cinétique provient essentiellement de la répulsion coulombienne qui s'exerce entre les deux fragments déformés au point de scission. L'énergie disponible en surplus est donc transférée aux fragments de fission primaire sous forme d'énergie d'excitation.

L'énergie d'excitation est contenue dans l'énergie collective qui correspond à la déformation, à la rotation, etc et dans l'énergie d'excitation intrinsèque qui correspond à l'énergie de particule individuelle qui est à relier à la température du noyau. Historiquement, on a considéré que l'équilibre thermique était atteint au point de scission ce qui signifie que les températures des fragments léger  $T_L$  et lourd  $T_H$  sont égales [Madland et Nix, 1982]. Cela conduit alors à un partage de l'énergie d'excitation suivant la densité de niveaux entre les fragments léger et lourd. Conformément au modèle du gaz de Fermi, les fragments lourds disposent donc d'une énergie d'excitation plus importante que les légers. Cependant, il a été montré que l'utilisation de ce modèle ne permet pas de reproduire les données à basse énergie d'excitation [Litaize et Serot, 2010 ; Talou *et al.*, 2011] ; la densité de niveaux n'étant pas correcte pour les faibles énergies d'excitation.

Cependant, une autre approche est possible. Si on considère deux fragments en contact thermique par un col — ce qui correspond à la configuration de scission —, on peut les assimiler à deux thermostats avec deux températures différentes et indépendantes de l'énergie,  $T_L$  et  $T_H$ , et une énergie d'excitation totale constante,  $E^* = E_L^* + E_H^*$  [Schmidt et Jurado, 2010a]. Par ailleurs, il a été montré que la température d'un noyau  $T$  peut être paramétrée comme

$$T = \eta_1 A^{-\epsilon_1} \sqrt{1 - \gamma_1 \delta W} \quad (1.15)$$

où  $\delta W$  désigne l'énergie de correction de couches,  $A$  la masse du noyau et  $\eta_1$ ,  $\epsilon_1$  et  $\gamma_1$  des paramètres d'ajustement égaux à  $48,07 \pm 1,04$  MeV,  $0,8834 \pm 0,0054$  et  $0,1$  MeV<sup>-1</sup> respectivement [Kawano *et al.*, 2006]. Le résultat de cet ajustement est visible sur la figure 1.12. Cela signifie donc que la température du fragment léger  $T_L$  est supérieure à celle du fragment lourd  $T_H$ . Cela se traduit par un transfert d'énergie du fragment chaud (léger) vers le fragment froid (lourd). D'un point de vue microscopique, ce transfert d'énergie peut intervenir par transfert de nucléons d'un pré-fragment à l'autre au niveau du col.

Le fragment lourd possède alors une énergie d'excitation intrinsèque plus grande que

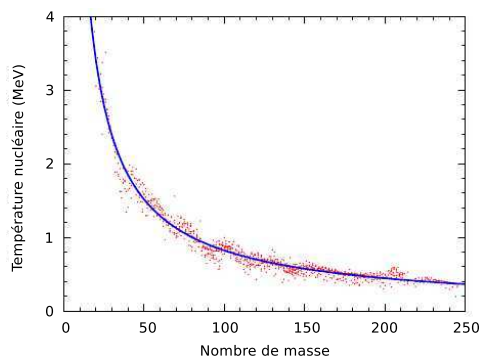


FIGURE 1.12 – Évolution de la température nucléaire en fonction de la masse du noyau. Les données expérimentales sont en rouge et la courbe d'ajustement en bleu. Issu de [Kawano et al., 2006].

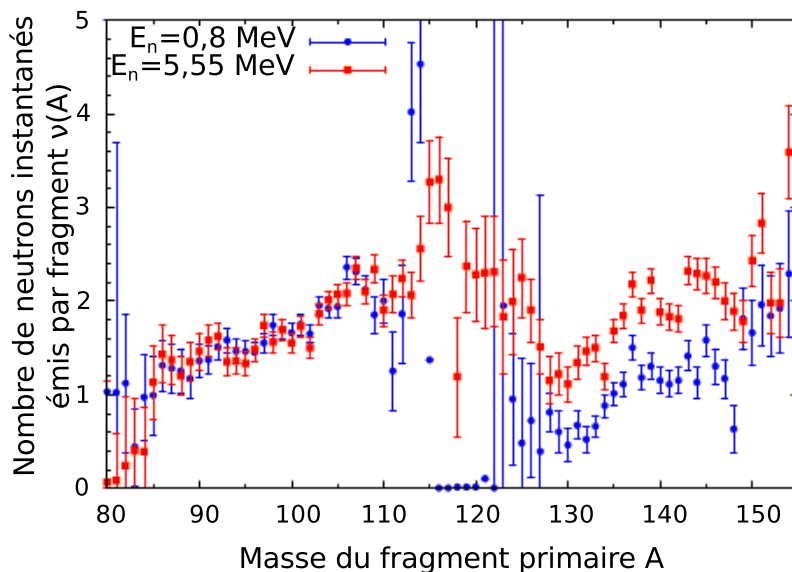


FIGURE 1.13 – Nombre moyen de neutrons émis par les fragments de fission issus de la réaction  $^{237}\text{Np}(n,f)$  pour deux énergies de bombardement différentes (0,8 (en bleu) et 5,55 MeV (en rouge)). Issu de [Naqvi et al., 1986].

le léger. Cela a été confirmé expérimentalement comme le montre la figure 1.13. La fission du  $^{237}\text{Np}$  a été induite par neutron à différentes énergies (0,8 et 5,55 MeV) et le nombre de neutrons instantanés émis par les fragments a été mesuré pour ces deux énergies [Naqvi et al., 1986]. Il a été observé que les fragments légers émettent sensiblement le même nombre de neutrons quelle que soit l'énergie de bombardement tandis que les fragments lourds émettent en moyenne un neutron supplémentaire lorsque l'énergie de bombardement est de 5,55 MeV comparée à 0,8 MeV. Cette émission supplémentaire de neutrons signe la présence d'une plus grande énergie d'excitation dans le fragment lourd ce qui est compatible avec l'explication théorique précédente.

## 1.2 La fission et ses applications

### 1.2.1 Cycle électronucléaire

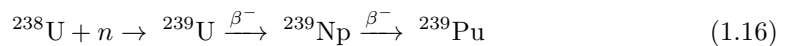
L'augmentation de la consommation d'énergie mondiale, la raréfaction des ressources énergétiques actuelles et l'accroissement de l'effet de serre provoqué par l'émission de  $\text{CO}_2$  due à la combustion des énergies fossiles font de la production d'énergie nucléaire une ressource à considérer dans le contexte énergétique mondial. Cette source d'énergie souffre cependant de problèmes au niveau de la sécurité, des ressources limitées en uranium 235, principal combustible actuellement utilisé dans les réacteurs nucléaires et également au niveau de la gestion des déchets radioactifs.

#### 1.2.1.1 Développement de nouveaux réacteurs

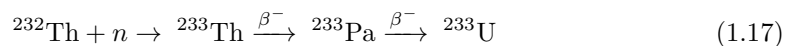
L'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA) estime actuellement les réserves mondiales d'uranium à 5,404 millions de tonnes<sup>4</sup> tandis que la consommation actuelle est de 68 000 tonnes chaque année<sup>4</sup>. Les réserves mondiales peuvent donc assurer 80 années de fonctionnement au rythme et au prix de la consommation actuelle. Cependant, l'augmentation de la consommation énergétique mondiale renforcée par le développement économique important de pays tels que la Chine ou l'Inde pourrait réduire les 80 années restantes de combustibles nucléaires. Dans cette optique, l'utilisation d'autres combustibles que l'uranium 235 et le plutonium 239 (combustible MOx) doit être envisagée et étudiée.

#### Cycle thorium

Les réacteurs actuels produisent de l'énergie à travers la fission de l' $^{235}\text{U}$ , qui est le seul isotope fissile — c'est-à-dire qui peut fissionner sous l'effet de neutrons de toutes énergies (mêmes faibles) — présent dans la nature (0,7% de l'uranium naturel). L'uranium 238 (99,3% de l'uranium naturel) est fertile — c'est-à-dire qui est susceptible de se transformer, directement ou indirectement, en un isotope fissile suite à la capture d'un neutron — mais ne fissionne pas lorsqu'il est bombardé par un neutron thermique contrairement à l'uranium 235. Ainsi l'absorption d'un neutron par  $^{238}\text{U}$  suivie par la décroissance  $\beta^-$  conduit à la formation de plutonium 239 — isotope fissile — comme illustré par la relation 1.16.



Cet isotope du plutonium est fissile ce qui explique sa présence dans le combustible MOx utilisé dans les réacteurs à spectre thermique. Cependant, le cycle du combustible uranium ( $^{238}\text{U}$ - $^{239}\text{Pu}$ ) favorise la création d'actinides mineurs représentant la majorité de la radiotoxicité des déchets radioactifs actuels. Ce problème pourrait trouver un début de réponse dans le cycle thorium [David, 2005] qui est pris en exemple pour illustrer le besoin de données nucléaires supplémentaires dans la région des actinides. Tout comme l' $^{238}\text{U}$ , les réserves en  $^{232}\text{Th}$  sont très importantes comparées à celle de l' $^{235}\text{U}$  et le cycle thorium offre l'avantage de ne produire que peu d'actinides mineurs contrairement au cycle uranium. Le cycle thorium suit le même schéma que celui du cycle uranium présenté précédemment.




---

4. <http://www.world-nuclear.org/info/inf75.html>



Dans un souci d'optimisation et de conception de futures centrales qui consommeraient ce combustible, des mesures précises de sections efficaces et de rendements de fission sont requises.

### 1.2.1.2 Incinération des déchets radioactifs

Sont considérés comme déchets radioactifs, toute matière radioactive dont aucun usage n'est prévu. En France, la loi n° 91-1381, dite loi « Bataille », révisée par la loi n° 2006-739, fixe trois axes de recherches pour gérer le futur des déchets nucléaires : la séparation et la transmutation des éléments radioactifs à vie longue, le stockage réversible en couche géologique profonde et l'entreposage. La transmutation consiste à réduire la radiotoxicité ou la durée de vie des éléments les plus radiotoxiques, en particulier des actinides mineurs. Les actinides sont des éléments avec un numéro atomique compris entre 89 et 103. L'uranium et le plutonium sont qualifiés d'actinides majeurs du fait de leur proportion dans le combustible usé. Les autres actinides sont pour leur part qualifiés de mineurs. Bien que peu produits dans les réacteurs nucléaires (quelques pourcents sur l'ensemble des actinides produits [Sala, 1995]), les actinides mineurs représentent la très grande majorité de la radiotoxicité et de la génération de chaleur sur une période de plusieurs dizaines de milliers d'années. L'incinération<sup>5</sup> consiste à transformer ces actinides en des noyaux atomiques stables ou possédant des durées de vie plus courtes et compatibles avec une durée de surveillance crédible (quelques centaines d'années au maximum). La fission est l'un des moyens étudiés pour l'incinération des actinides mineurs. Les produits de fission ont en effet des durées de vie plus courtes et sont donc moins radiotoxiques sur le long terme. Certains produits de fission, tels que le  $^{93}\text{Zr}$  ou le  $^{99}\text{Tc}$ , possèdent cependant des temps de demi-vie de l'ordre du million d'années. Il est alors envisagé de les transmuter, c'est-à-dire de les transformer par capture de particules (principalement des neutrons) suivie d'une décroissance  $\beta$  en un isotope avec un temps de demi-vie plus court.

La construction fiable de réacteurs visant à transmuter requiert une connaissance précise des propriétés des actinides mineurs, tels que les sections efficaces de fission ou les rendements isotopiques des fragments de fission. Les produits de fission peuvent en effet être radiotoxiques rendant difficile la manipulation et la gestion du combustible usagé en particulier au niveau du stockage. De plus, la radioactivité des produits de fission est responsable de la chaleur de décroissance des réacteurs. Une bonne connaissance des distributions des fragments de fission permet également de connaître l'évolution du nombre de neutrons à l'intérieur du cœur nécessaire au maintien de la réaction en chaîne ; d'une part certains isotopes peuvent avoir une section efficace de capture neutronique élevée diminuant ainsi le nombre de neutrons disponibles et d'autre part les distributions isotopiques renseignent sur le nombre de neutrons retardés, neutrons émis après la désintégration  $\beta^-$  des produits de fission qui jouent un rôle extrêmement important dans le contrôle des réacteurs nucléaires [Baeten, 2006].

Cependant, il existe très peu de données concernant les rendements de fission des actinides mineurs du fait de leur radiotoxicité importante qui rend leur manipulation délicate et du fait de limitations techniques dans la mesure de l'ensemble des propriétés des fragments de fission (en particulier le numéro atomique du fragment lourd).

---

5. Le terme « incinération » est réservé à la transformation des actinides. Le terme de « transmutation » est quant à lui plutôt employé pour parler de la transformation des produits de fission en éléments moins radiotoxiques.

### 1.2.2 Faisceaux radioactifs

La physique des noyaux riches en neutrons est un sujet de grande importance en physique nucléaire. La fission de l'uranium produit naturellement des fragments de fission riches en neutrons. Cela vient du fait que le rapport  $N/Z$  (le nombre de neutrons divisé par le nombre de protons) des fragments de fission reste sensiblement le même que celui de l' $^{238}\text{U}$ . L'uranium 238 dispose d'un rapport  $N/Z$  de 1,59 du fait de son grand nombre de neutrons nécessaires pour limiter l'influence de la répulsion coulombienne en son sein. Ce ratio est à comparer à celui des noyaux stables dans la région comprise entre  $Z \simeq 30 - 60$  qui est de 1,35 en moyenne. La fission a donc été beaucoup étudiée dans le cadre de la production de faisceaux radioactifs [Souliotis *et al.*, 1997 ; Lhersonneau *et al.*, 2000 ; Catherall *et al.*, 2003].

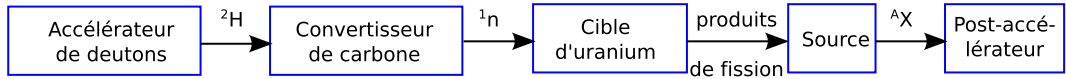


FIGURE 1.14 – Représentation schématique du processus de production des noyaux lourds riches en neutrons à SPIRAL 2.

Le projet SPIRAL 2<sup>6</sup> s'appuie sur la fission pour produire les noyaux exotiques riches en neutrons les plus lourds. Le principe est présenté sur la figure 1.14. Un faisceau de deutons de haute intensité est d'abord accéléré jusqu'à 40 MeV et envoyé sur une cible rotative de carbone (convertisseur) qui a pour but de produire un faisceau de neutrons suite à la cassure des deutons (*breakup*). Ces neutrons, qui disposent d'une énergie moyenne d'une quinzaine de MeV [Pichard, 2010], pourront induire la fission de l' $^{238}\text{U}$  dans une cible épaisse ce qui produira un grand nombre de fragments de fission. Ces noyaux pourront alors être sélectionnés avant d'être réaccélérés. Une bonne connaissance des rendements de fission permet d'avoir une bonne estimation des taux de production. La fission étudiée dans l'expérience e516 (décrite à la section 2.2) se déroule à des énergies d'excitation d'une dizaine de MeV, très proches des énergies utilisées pour SPIRAL 2. Ces énergies d'excitation correspondent à la gamme d'énergie qui sera disponible pour induire la fission de l' $^{238}\text{U}$ .

Des travaux proposent également d'utiliser la fission pour produire des noyaux jusqu'à  $Z=70$ . [Tarasov et Villari, 2008]. La carte des noyaux est très peu remplie au niveau des noyaux riches en neutrons pour les éléments compris entre  $55 \lesssim Z \lesssim 80$ . Un autre mécanisme de réaction utilisé pour produire des noyaux dans cette région est la fragmentation froide [Benlliure *et al.*, 1999]. Lors de ces réactions, un noyau stable situé au-dessus de la région d'intérêt est accéléré à une énergie relativiste et envoyé sur une cible légère. Seules les réactions consistant en l'abrasion de protons essentiellement avec une évaporation de neutrons limitée permettent d'atteindre les noyaux riches en neutrons situés en-dessous du noyau accéléré. Cependant, les sections efficaces des voies correspondant au retrait d'un proton uniquement décroissent exponentiellement avec le nombre de protons retirés.

L'utilisation de réactions de fusion-fission est également envisagée dans la production de tels noyaux. En effet, la fission d'un noyau plus lourd que l' $^{238}\text{U}$  à grande énergie d'excitation permet de produire des fragments de fission globalement plus lourds. Par ailleurs, l'énergie d'excitation très importante dont dispose le noyau fissionnant (quelques centaines de MeV) conduit à un élargissement des distributions isotopiques ce qui permet de produire des noyaux plus riches en neutrons que lors d'une fission avec une énergie d'excitation de quelques dizaines de MeV. Néanmoins, une grande énergie d'excitation conduit également à

6. Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne

des produits de fission avec un nombre de neutrons moyen moins important. Ces deux effets qui se compensent seront discutés en détail dans la section 5.3.

### 1.2.3 Astrophysique

L'une des questions à laquelle tentent de répondre les astrophysiciens nucléaires concerne l'abondance des éléments chimiques dans l'Univers. La nucléosynthèse primordiale qui s'est terminée trois minutes après le Big Bang permet d'expliquer uniquement la formation des éléments hydrogène, hélium et lithium à l'aide de réactions de fusion. Ensuite, l'Univers était trop froid pour permettre aux réactions de fusion de continuer stoppant ainsi la nucléosynthèse. Pour former des éléments plus lourds, il faut attendre la formation des premières étoiles qui réunissent les conditions nécessaires aux réactions de fusion en leur cœur. Cependant, ces réactions s'arrêtent à la formation du  $^{56}\text{Fe}$ , les réactions de fusion devenant énergétiquement défavorables au-delà. La production des éléments plus lourds, qui sont bien présents dans l'Univers, s'explique à travers des réactions de capture neutronique (processus r et s), de capture protonique (processus rp) et de photodésintégration (processus p). Ces processus ont été décrits dès la fin des années 50 [Burbidge *et al.*, 1957 ; Cameron, 1957]. La figure 1.15 présente schématiquement sur la carte des nucléides les noyaux qui entrent en jeu au cours des principaux processus de nucléosynthèse.

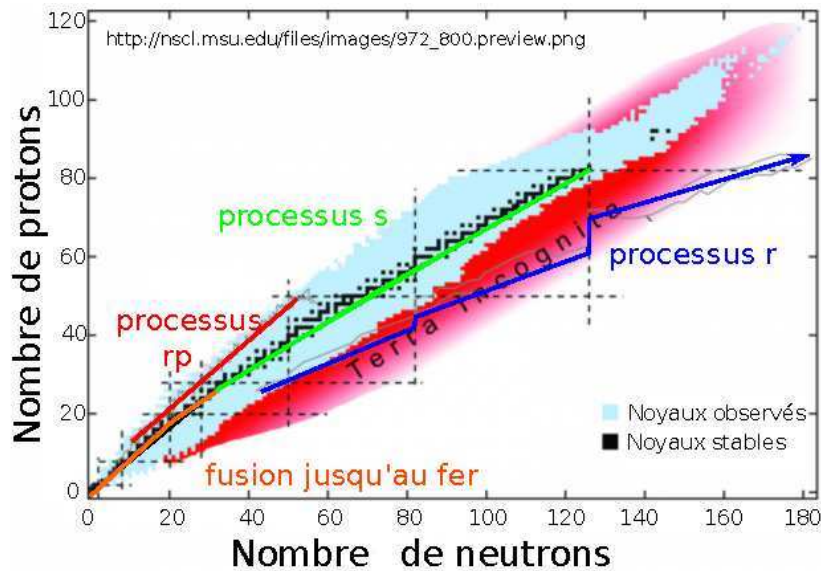


FIGURE 1.15 – Illustration schématique des chemins suivis par les principaux processus astrophysiques expliquant la nucléosynthèse stellaire.

Les processus s (« s » pour *slow*, lent) et r (« r » pour *rapid*, rapide) consistent en la succession de captures neutroniques et de décroissances  $\beta^-$  se traduisant par une augmentation du numéro atomique. Dans le cas du processus s, la capture neutronique est supposée se dérouler sur des échelles de temps de l'ordre du millier d'années contrairement au processus r qui se déroulerait en quelques secondes [Hillebrandt *et al.*, 1976]. Le processus s se déroule au cœur des étoiles de faibles à moyennes masses à la fin de leurs vies et permet d'expliquer la formation des éléments jusqu'au  $^{209}\text{Bi}$  [Burbidge *et al.*, 1957]. Pour expliquer la formation

des éléments plus lourds (thorium, uranium), il est nécessaire d'envisager le processus r. Les explosions d'étoiles (supernovae) sont un phénomène où pourrait se dérouler ce processus où un flux de neutrons beaucoup plus important est disponible ( $10^{32}$  neutrons/cm<sup>2</sup>/s pour une température de  $T = 10^9$  K [Burbidge *et al.*, 1957]); la formation de noyaux très riches en neutrons très loin de la stabilité est alors possible étant donné que le temps de capture des neutrons est plus court que le temps de demi-vie de ces noyaux. Des noyaux plus lourds que le bismuth peuvent ainsi être formés. La fission a une influence dans l'abondance des éléments plus lourds que le bismuth ainsi que sur les abondances des noyaux dans la région  $A \approx 90 - 130$  qui participent au cycle de la fission [Beun *et al.*, 2008]. En effet, les noyaux qui fissionnent génèrent des produits de fission de masse intermédiaire. Si le flux de neutrons est suffisant, les produits pourront alors participer au processus menant à la formation de noyaux fissiles qui pourront alors fissionner définissant ainsi le cycle de la fission. La formation d'éléments super-lourds lors du processus r est également envisagée [Boleu *et al.*, 1972 ; Panov *et al.*, 2009]. Par ailleurs, une connaissance précise des abondances des éléments dans la région des actinides permet d'avoir des informations sur l'âge du système solaire et de notre galaxie [Cowan *et al.*, 1991]. Bien que la fission soit étudiée depuis 70 ans, des données expérimentales plus précises (barrières de fission, rendements isotopiques, ...) sont nécessaires pour affiner les prédictions théoriques [Kelić et Schmidt, 2007].



## 2 Expériences

Le travail rapporté dans ce document repose sur deux expériences basées sur la technique de la cinématique inverse, dans laquelle un faisceau d' $^{238}\text{U}$  est envoyé sur des cibles légères. La première expérience avait pour but d'étudier la fission d'actinides produits via des réactions de transfert. Dans la seconde expérience, la production de noyaux lourds ( $Z > 60$ ) riches en neutrons a été examinée au travers de réactions de fusion-fission.

### 2.1 Généralités

#### 2.1.1 Technique de la cinématique inverse

Jusqu'au milieu des années 90, la fission était étudiée uniquement au moyen de la cinématique directe, technique dans laquelle un faisceau léger (d'ions, de neutrons, de rayons  $\gamma$ ) est envoyé sur une cible lourde (d'actinides). Dans cette configuration, le référentiel du laboratoire est pratiquement confondu avec celui du centre de masse (le noyau fissionnant est le noyau cible et ne subit pratiquement aucun recul au cours du choc). Par ailleurs, les fragments de fission sont émis dans toutes les directions ce qui implique qu'une fraction limitée de la totalité de ceux-ci est collectée par le système de détection. Leur énergie cinétique provient essentiellement de la répulsion coulombienne entre les deux fragments chargés en contact au point de scission. Ainsi l'énergie des fragments n'est pas suffisante pour obtenir la résolution en charge nécessaire à l'identification des fragments lourds ( $Z > 50$ ) (voir le paragraphe suivant). En conséquence, seuls les fragments légers étaient identifiés en numéro atomique et en masse, comme le montre la figure 2.1. Les données présentées sur cette figure ont été obtenues à l'Institut Laue-Langevin de Grenoble qui fournit un flux intense de neutrons thermiques. L'utilisation du spectromètre Lohengrin [Moll *et al.*, 1975] permet d'obtenir une résolution en masse suffisante pour identifier l'ensemble des produits de fission. L'identification du numéro atomique est cependant limitée aux produits de fission légers.

L'identification isotopique des fragments lourds s'appuie essentiellement sur une détection des rayons  $\gamma$ . L'identification des isotopes est cependant limitée du fait de l'efficacité de détection des rayons  $\gamma$  et du temps de vie des fragments produits. Par ailleurs, cela nécessite une bonne connaissance des niveaux d'énergie des fragments [Bail *et al.*, 2011]. Comme visible sur la figure 2.2, cette méthode permet de mesurer certains rendements de fragments de fission lourds mais ne permet pas une mesure complète des distributions isotopiques.

La cinématique inverse (accélération d'un noyau lourd qui est envoyé sur une cible légère), qui a été utilisée au milieu des années 90 pour l'étude de la fission [Bernas *et al.*, 1997], permet de mesurer le numéro atomique des fragments lourds. En effet, la vitesse des deux fragments de fission est augmentée du fait de la vitesse d'entraînement du faisceau. Leur vitesse devient suffisante pour traverser différents étages de détection ce qui permet la mesure successive d'une perte d'énergie et de l'énergie résiduelle. La cinématique inverse induit un

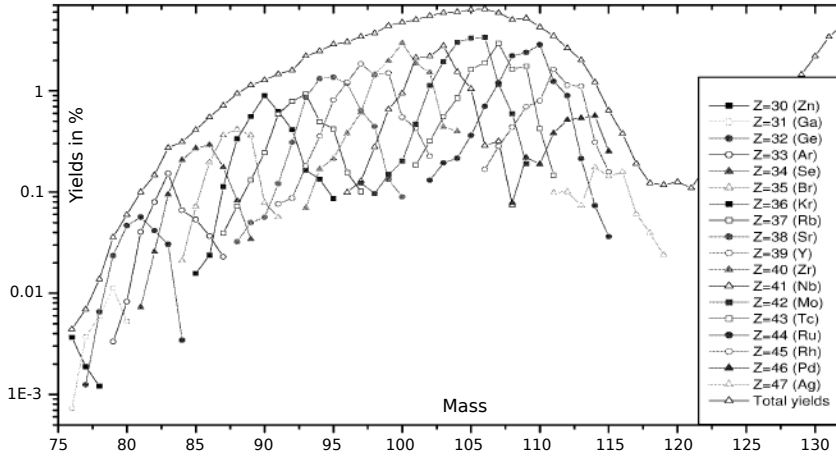


FIGURE 2.1 – Distributions isotopiques des fragments de la fission du  $^{245}\text{Cm}$  induite par neutron thermique. Les rendements isotopiques sont obtenus uniquement pour les fragments légers ( $30 < Z < 47$ ). Issu de [Rochman et al., 2002 ; Friedrichs, 1998].

autre avantage important ; du fait de la vitesse d'entraînement, les deux fragments de fission sont focalisés dans un cône, ce qui augmente l'efficacité de détection ; l'angle solide dans lequel les fragments de fission sont produits étant réduit.

### Amélioration de la résolution en numéro atomique

L'un des grands intérêts de la cinématique inverse est la possibilité d'identifier le numéro atomique de l'ensemble des fragments de fission, en particulier les fragments lourds. Cela est rendu possible dans la mesure où la résolution en numéro atomique s'améliore lorsque la vitesse du fragment augmente.

On peut relier la perte d'énergie et l'état de charge d'un ion à l'aide de la formule de Bethe-Bloch. Celle-ci permet d'exprimer le pouvoir d'arrêt — c'est-à-dire la perte d'énergie par unité de longueur — d'une particule traversant un matériau en fonction de son état de charge, de sa vitesse ainsi que des caractéristiques du matériau [Bethe, 1932 ; Bloch, 1933]. La formule couramment employée est donnée par la relation 2.1 ([Leo, 1993]).

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{q^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.1)$$

où

- $N_a = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  le nombre d'Avogadro,  $r_e = 2,817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  le rayon classique de l'électron,  $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$  la masse de l'électron et  $c = 299\,792\,458 \text{ m.s}^{-1}$  la vitesse de la lumière dans le vide,
- $Z$  le numéro atomique,  $A$  le poids atomique,  $\rho$  la densité et  $I$  le potentiel d'ionisation moyen du matériau traversé,
- $q = Z_1 - n_e$  l'état de charge ionique qui correspond au numéro atomique de l'ion  $Z_1$  duquel on soustrait le nombre d'électrons présents dans son cortège électronique  $n_e$  ;  $v$  la vitesse,  $\beta = \frac{v}{c}$  et  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  le facteur de Lorentz de la particule traversant le matériau,
- $W_{max}$  le maximum d'énergie transférée en une seule collision,

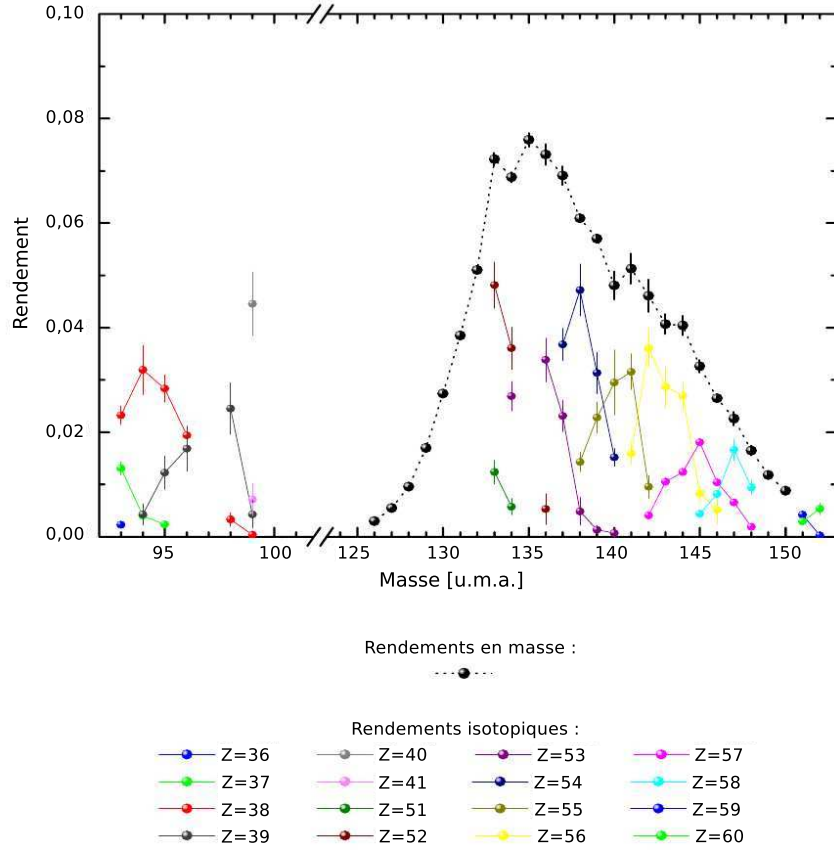


FIGURE 2.2 – Rendements isotopiques mesurés sur le spectromètre de masse Lohengrin pour la réaction  $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$  (les incertitudes données sont les incertitudes totales). Issu de [Bail, 2009].

–  $\delta$  une correction liée à la densité et  $C$  une correction de couches électroniques.

De manière simplifiée, cette relation nous indique que, pour un matériau donné, la perte d'énergie est proportionnelle à  $q^2/\beta^2$ . Par rapport à la résolution en énergie, cela signifie que pour séparer un état de charge  $q$  d'un état de charge  $q + 1$  présentant la même vitesse, on a besoin d'une résolution en énergie de  $R_E = ((q + 1)^2 - q^2)/q^2$ . Ainsi, pour distinguer l'état de charge 40 du 41, une résolution en énergie de 5,06% est nécessaire. Cette résolution est en général atteinte, une chambre à ionisation standard ayant une résolution de l'ordre du pourcent [Quade *et al.*, 1988].

Mais la résolution en énergie ne permet pas d'expliquer à elle seule la résolution en numéro atomique. Lorsqu'un ion chargé traverse un milieu suffisamment épais, il y a de multiples collisions qui entraînent des échanges de charges entre cet ion et le milieu environnant. Après avoir traversé une épaisseur dite d'équilibre, l'ion possède un état de charge qui suit une distribution centrée sur l'état de charge moyen  $\bar{q}$  et avec une largeur qui dépend de la vitesse de cet ion ainsi que de son numéro atomique  $Z_1$ .

D'une manière générale, deux tendances décrivent la largeur de ces distributions en état de charge. D'une part, la largeur de la distribution en état de charge augmente avec le numéro atomique de l'ion pour une vitesse donnée. D'autre part, la largeur de la distribution



se réduit lorsque la vitesse de l'ion augmente. Ces deux phénomènes sont reproduits par les différents modèles qui prédisent les distributions en état de charge. Le modèle proposé par Baron [Baron *et al.*, 1993] est l'un de ceux-ci. C'est une paramétrisation basée sur des mesures de distributions en état de charge faites avec les faisceaux du GANIL. Il prédit une distribution gaussienne centrée sur un état de charge moyen  $\bar{q}$  défini par la relation 2.2 et une largeur  $\sigma$  définie par la relation 2.3.

$$\bar{q} = Z_1 \left( 1 - C e^{-83,275\beta/Z_1^{0,447}} \right) \quad (2.2)$$

C est une constante égale à 1 pour les énergies supérieures à 1,3 A MeV.  $Z_1$  représente le numéro atomique de la particule et  $\beta = v/c$  avec  $v$  sa vitesse et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

$$\sigma = 0,5\sqrt{\bar{q}(1 - (\bar{q}/Z_1)^{1,67})} \quad (2.3)$$

Des corrections supplémentaires sont apportées pour les numéros atomiques supérieurs à 54.

Lorsque l'ion possède une très grande vitesse, on se trouve dans le cas limite où  $\bar{q} = Z_1$  (formule 2.2) et où la largeur de la distribution devient nulle.

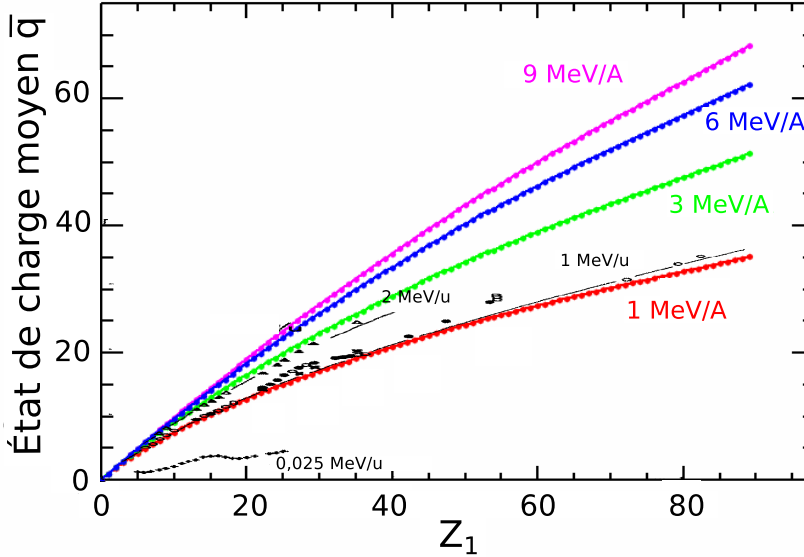


FIGURE 2.3 – Évolution de l'état de charge moyen  $\bar{q}$  avec le numéro atomique de la particule  $Z_1$  pour différentes énergies à partir du modèle de Baron [Baron *et al.*, 1993]. Les données de Shima (points noirs) [Shima *et al.*, 1988] ont été superposées pour comparaison.

La figure 2.3 illustre l'évolution de l'état de charge moyen avec le numéro atomique de l'ion pour différentes énergies. Nous avons ajouté des données expérimentales correspondant à des énergies jusqu'à 2 A MeV [Shima *et al.*, 1988] (points noirs sur la figure 2.3) qui coïncident parfaitement avec les prédictions du modèle.

La largeur de la distribution en état de charge prédite par le modèle est présentée sur la figure 2.4. Celle-ci augmente avec le numéro atomique mais se réduit lorsque la vitesse augmente.

En cinématique inverse, les fragments de fission ont une énergie plus importante qu'en cinématique directe. Une vitesse plus grande induit alors une distribution en état de charge

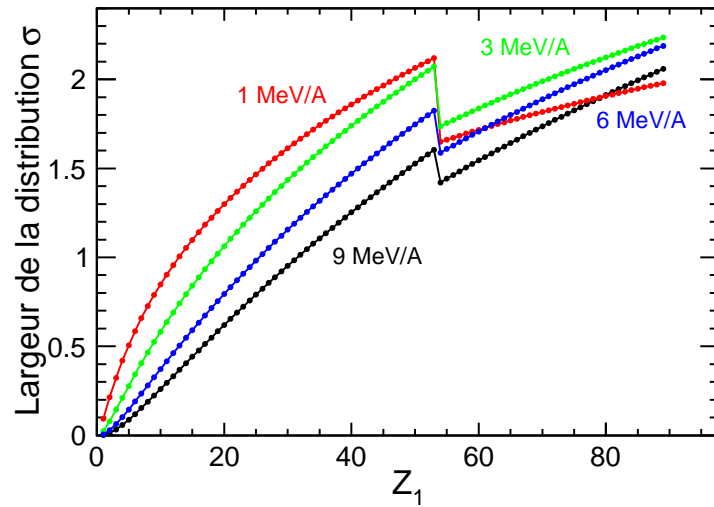
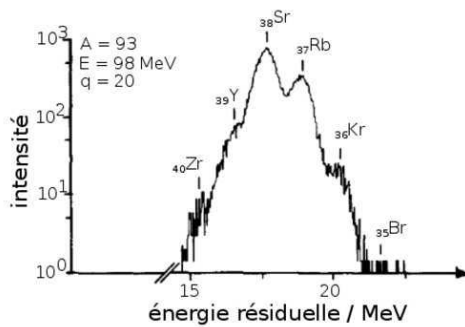
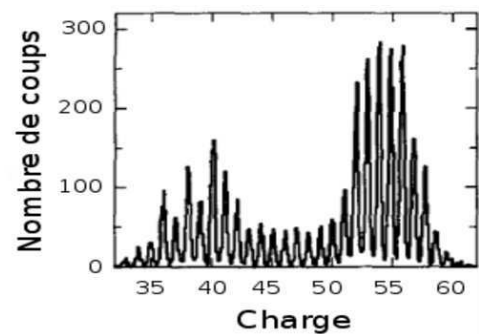


FIGURE 2.4 – Évolution de la largeur de la distribution en état de charge pour différents numéros atomiques et différentes énergies. Le décrochage observé à  $Z=54$  correspond à un changement de traitement des noyaux avec un grand numéro atomique afin de mieux reproduire les largeurs expérimentales.

moins large. En conséquence, si la distribution en état de charge est plus restreinte alors la distribution en perte d'énergie qui dépend directement de l'état de charge dans le milieu sera réduite d'autant. Ainsi, lorsque le fragment traverse le milieu avec une vitesse relativiste, sa distribution en état de charge est très piquée et sa perte d'énergie ne proviendra que de la contribution d'un ou deux états de charge. À contrario, pour les très petites vitesses, une dizaine d'états de charge peuvent contribuer à la mesure de la perte d'énergie ce qui élargit la distribution en perte d'énergie.



(a) Distribution en charge de noyaux produits par la fission d' $^{233}\text{U}$  induite par neutron thermique [Quade et al., 1988].



(b) Distribution en charge de noyaux produits par la fragmentation ou la fission d'un faisceau d' $^{238}\text{U}$  à 1 A GeV sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$  [Enqvist et al., 1999].

FIGURE 2.5 – Évolution de la résolution des distributions en charge à relativement basse énergie (a) et à des énergies relativistes (b).

Les figures 2.5a et 2.5b illustrent l'amélioration de la résolution en charge lorsque l'énergie de la particule augmente d'un facteur 1 000.

### 2.1.2 Utilisation d'un spectromètre

Pour obtenir la résolution en masse nécessaire à l'identification des produits de fission les plus lourds ( $A \approx 160$ ), l'utilisation d'un spectromètre est requise. En effet, sans spectromètre, l'identification en masse  $A$  repose sur une mesure de la vitesse  $v$  et de l'énergie  $E$ ; ces trois grandeurs étant reliées entre elles par la relation 2.4.

$$E = \frac{1}{2}Av^2 \iff A = \frac{2E}{v^2} \quad (2.4)$$

À partir de la relation 2.4, on déduit que la résolution en masse est donnée par l'expression 2.5.

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta E}{E} + 2\frac{\Delta t}{t} \quad (2.5)$$

La résolution en énergie typique d'un détecteur silicium se situe autour de  $R \approx 0,5 - 1\%$  [Knoll, 1989]. La résolution en énergie d'une chambre à ionisation se situe également autour du pourcent. Cette résolution en énergie totale de l'ordre du pourcent ne permet de résoudre que les masses  $A < 100$ . Ainsi, aussi bonne que soit la résolution en temps de vol, la résolution en masse sera limitée par la résolution en énergie.

La mesure de la masse à l'aide d'un spectromètre utilise une autre approche qui sera présentée dans la section 2.2.3.2.

Un fragment de fission étant une particule chargée, il est dévié par l'action du champ magnétique  $B$  appliqué au dipôle. Sa déviation est caractérisée par le rayon de courbure  $\rho$ . Une particule chargée évoluant dans un champ magnétique est soumise à deux forces : la force de Lorentz et la force centrifuge. La particule suit alors la trajectoire pour laquelle ces deux forces s'équilibrent ce qui conduit à la relation 2.6.

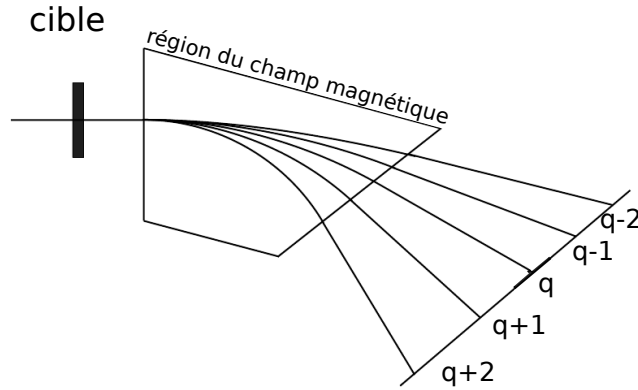


FIGURE 2.6 – Illustration schématique du parcours suivi par 5 états de charge différents de noyau ayant une masse et une vitesse identiques. La particule avec l'état de charge  $q$  correspond à la trajectoire centrale. Les particules possédant un état de charge plus petit et donc une rigidité magnétique plus grande sont moins déviées tandis que les particules avec une rigidité magnétique plus petite (et donc un état de charge plus élevé) sont davantage déviées. Issu de [Kettunen, 2003].

$$B\rho = 3,107 \frac{Av}{q} \text{ en T.m} \quad (2.6)$$

où  $v$  est la vitesse de la particule,  $A$  sa masse et  $q$  son état de charge. Le facteur 3,107 permet à la rigidité magnétique  $B\rho$  d'être exprimée en T.m. Cette grandeur est à relier au rayon de courbure du dipôle  $\rho_0$  et au champ magnétique qu'on lui applique  $B$ . Ainsi une particule qui a une rigidité magnétique égale à  $B\rho_0$  — qu'on appelle rigidité magnétique nominale — suit une trajectoire centrale tandis que les particules possédant une rigidité magnétique plus importante sont moins déviées et inversement une rigidité magnétique plus petite entraîne une déviation plus importante ; une représentation schématique de ce phénomène est visible sur la figure 2.6.

La résolution en masse dépend alors de la résolution en temps de vol, de la résolution en position et de la dispersion en quantité de mouvement du spectromètre. La résolution en masse s'exprime alors à l'aide de la relation 2.7.

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta B\rho}{B\rho} + \frac{\Delta t}{t} \quad (2.7)$$

La dispersion est une quantité caractéristique d'un dipôle qui s'exprime en cm/%. Une particule chargée traversant un champ magnétique est déviée. La dispersion quantifie cette déviation. Par exemple, le spectromètre VAMOS possède une dispersion de 1,8 cm/% au plan focal [Pullanhiotan *et al.*, 2008]. Cela signifie que deux noyaux identiques avec une quantité de mouvement différente de 1% sont espacés de 1,8 cm au plan focal de VAMOS. Ainsi une faible dispersion implique une résolution en position plus grande et inversement pour obtenir une résolution en masse suffisante.

Dans notre expérience, avec une résolution en temps de vol d'une nanoseconde et en position de 0,3 mm (x) et 1 mm (y) pour une dispersion de 1,8 cm/%, il est possible d'obtenir une résolution en  $A/q$  d'environ 0,6% ce qui correspond à  $\Delta A/A \approx 1/165$  avec le spectromètre VAMOS [Pullanhiotan *et al.*, 2008] (la limitation principale de la résolution en masse provient de la résolution en temps de vol).

Par ailleurs, les produits de fission peuvent être focalisés par un ensemble de quadrupôles à l'entrée du spectromètre ce qui permet d'augmenter l'efficacité de détection ainsi que la distance de vol.

### 2.1.3 Production des noyaux d'intérêt

L'étude de la fission est souvent limitée du fait des difficultés rencontrées dans la fabrication de cibles d'actinides. D'une part, les temps de demi-vie peuvent être relativement courts (quelques minutes à quelques jours). D'autre part, la radioactivité provenant de ces cibles rend leur manipulation difficile. Enfin, les cibles produites peuvent présenter des impuretés et des contaminants qui peuvent compliquer et contraindre l'analyse.

La production des noyaux d'intérêt par des réactions nucléaires permet de s'affranchir de ces difficultés. L'utilisation de différentes réactions nucléaires telles que la fragmentation/spallation [Schmidt *et al.*, 2000] ou encore le transfert et la fusion — ces deux dernières sont présentées dans cette thèse — permettent l'étude de la fission de noyaux difficilement accessibles, voire inaccessibles, en utilisant une cible d'actinides.

L'énergie du faisceau et la nature de la cible déterminent l'énergie dans le centre de masse  $E_{CM}$ , définie par la relation 2.8.

$$E_{CM} = \frac{M_{cible}}{M_{faisceau} + M_{cible}} T_{faisceau} \quad (2.8)$$

$M_{cible}$  et  $M_{faisceau}$  désignent respectivement la masse de la cible et du faisceau tandis que  $T_{faisceau}$  est l'énergie cinétique du faisceau.

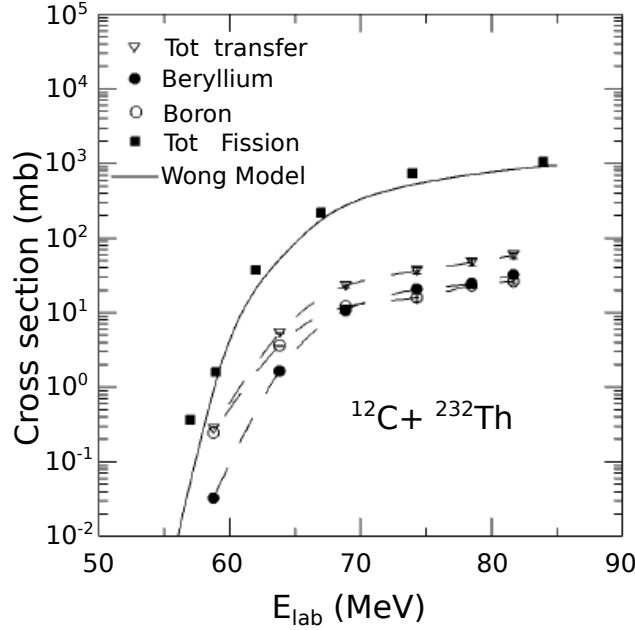


FIGURE 2.7 – Sections efficaces de différentes voies de transfert en fonction de l'énergie incidente du faisceau dans le référentiel du laboratoire pour la réaction  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ . Issu de [Biswas et al., 1997].

La comparaison de cette énergie par rapport à la barrière de fusion  $V_B$  permet d'estimer quel type de réactions, parmi les réactions de transfert et de fusion, est favorisé. La barrière de fusion permet de quantifier la répulsion coulombienne qui existe entre les deux noyaux chargés au moment de la collision. Ainsi les réactions de transfert sont favorisées lorsque  $E_{CM}$  est inférieure à la barrière coulombienne tandis que les réactions de fusion deviennent plus favorables pour des énergies dans le centre de masse supérieures.

La figure 2.7 illustre la discussion en présentant l'évolution des sections efficaces de transfert (triangles blancs) et de transfert et de fusion (en carrés noirs).

Dans le cas de l'expérience avec le spectromètre VAMOS, un faisceau d' $^{238}\text{U}$  a été accéléré à 6,09 A MeV et envoyé sur une cible de  $^{12}\text{C}$ . L'énergie dans le centre de masse associée vaut  $E_{CM} = 69,5$  MeV tandis que le potentiel coulombien est estimé à  $V_B = 64,5$  MeV [Wilcke et al., 1980]. Nous nous situons donc environ 10% au-dessus de la barrière coulombienne. Malgré une contribution importante des réactions de fusion, cette énergie correspond à un rapport constant de la section efficace de transfert sur celle de fusion.

### Transfert

Les réactions de transfert sont des réactions qui se produisent à grand paramètre d'impact et qui conduisent à l'échange de quelques nucléons entre les deux noyaux impliqués dans la réaction. C'est pourquoi la section efficace de transfert est maximale à l'angle d'effleurement (*grazing angle*) [Karp et al., 1982]. Ce dernier est associé à la trajectoire d'effleurement qui correspond à la trajectoire limite pour laquelle le noyau du faisceau et celui de la cible ne

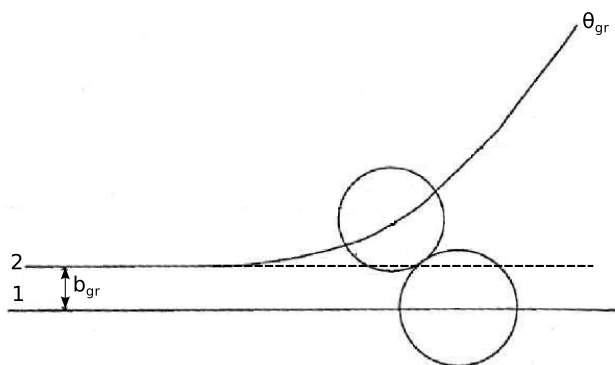


FIGURE 2.8 – Représentation schématique de la trajectoire d’effleurement (2) en comparaison avec la trajectoire qui conduit à la formation d’un noyau composé par fusion (1). Adapté de [Valentin, 1989].

font que se frôler en surface (trajectoire 2 sur la figure 2.8).

Dans notre cas, le transfert multi-nucléons permet la production de noyaux entre le neptunium et le curium, la section efficace de transfert diminuant avec le nombre de nucléons transférés [Karp *et al.*, 1982]. Les réactions de transfert conduisent à la production de noyaux dans un état excité. L’étude de la fission d’actinides produits par réaction de transfert repose sur l’hypothèse que la réaction a conduit à la formation d’un noyau composé. Cette hypothèse peut se justifier dans la mesure où les actinides produits possèdent une densité de niveaux importante à l’énergie d’excitation qui correspond à la réaction de transfert.

### Réaction de fusion

Les collisions les plus centrales conduisent à la formation d’un noyau composé de  $^{250}\text{Cf}$  via une réaction de fusion (et de  $^{250}\text{Cm}$  lorsque la cible de  $^9\text{Be}$  est utilisée dans l’expérience avec le séparateur LISE). À l’instar de la fission, la fusion nécessite le franchissement d’une barrière de potentiel dont la hauteur correspond à la répulsion coulombienne existant entre les deux noyaux chargés. Si l’énergie dans le centre de masse est suffisante, un équilibre en masse et en isospin est alors opéré jusqu’à la création d’un noyau composé, c’est-à-dire ayant atteint l’équilibre statistique.

Ce noyau est produit avec une certaine énergie d’excitation qui dépend de l’énergie du faisceau au moment de la collision et de la chaleur de réaction  $Q$ . Cette énergie d’excitation pourra être libérée soit par émission de particules légères et de rayons  $\gamma$ , soit par fission.

Le noyau composé est également produit avec un certain moment angulaire. Dans le cas de l’expérience avec VAMOS, sa valeur est estimée à  $J \approx 20 \hbar$  [Delaune, 2009 ; Back *et al.*, 1985].

Après les réactions de diffusion, ce sont les réactions avec les sections efficaces les plus importantes (de l’ordre du barn).

### Quasi-fission

La quasi-fission est un type de réaction qui peut être considéré comme une réaction intermédiaire entre la fusion-fission et les réactions profondément inélastiques. La figure 2.9 présente schématiquement la différence entre ces trois types de réactions. Elle montre que la principale différence entre la fusion-fission et la quasi-fission provient du fait que dans le cas de la quasi-fission, les deux noyaux de la voie d’entrée ne fusionnent pas pour former

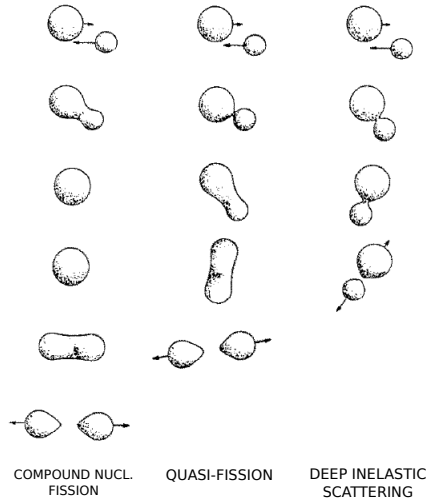


FIGURE 2.9 – Illustration schématique de trois types de réactions binaires différentes pouvant avoir lieu dans des collisions d'ions lourds [Tōke et al., 1985].

un noyau composé. Ce type de réaction produit des noyaux typiquement dans la région de masse des fragments de fission. Il est donc nécessaire d'éviter au maximum ces réactions qui rendraient difficile la séparation entre les données issues de la fusion-fission et celles de la quasi-fission.

Ce genre de réactions est cependant extrêmement rare pour des systèmes très asymétriques tel que le nôtre ( $^{238}\text{U}$  sur  $^{12}\text{C}$  ou  $^9\text{Be}$ ) ; un faisceau d' $^{238}\text{U}$  à 6 MeV/u envoyé sur une cible d' $^{16}\text{O}$  ne montre aucun signe de quasi-fission contrairement à ce même faisceau envoyé sur une cible d' $^{27}\text{Al}$  en étudiant notamment les distributions angulaires obtenues avec ces deux systèmes qui montrent une anisotropie beaucoup plus importante dans le cas de la quasi-fission [Tōke et al., 1984]. Je n'ai pas trouvé de données concernant un faisceau d'uranium à 24 A MeV mais les événements de quasi-fission ne sont pas non plus attendus à cette énergie du fait que notre système reste très asymétrique.

D'un point de vue théorique, la fusion de deux noyaux symétriques nécessite une énergie dans le centre de masse supérieure à la barrière de fusion. Ce surplus en énergie, appelé *extrapush*, provient du fait qu'une partie de l'énergie des deux noyaux est dissipée à cause des frictions qui interviennent lorsqu'ils sont en contact. Swiatecki a proposé une paramétrisation de l'extrapush  $\Delta E_X$  [Swiatecki, 1981] résumée par l'équation 2.9.

$$\Delta E_X \propto \left( \frac{Z^2}{A} \right)_{eff} - \left( \frac{Z^2}{A} \right)_{eff,crit} \quad (2.9)$$

$$\text{avec } \left( \frac{Z^2}{A} \right)_{eff} = \frac{4Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$$

Pour le système  $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$ , on a  $(Z^2/A)_{eff} \approx 18$ . Lorsque  $(Z^2/A)_{eff}$  est inférieur au paramètre  $(Z^2/A)_{eff,crit}$ , il n'y a pas d'extrapush. Swiatecki ayant calculé une valeur de 26-27 pour ce paramètre, la fusion devrait avoir lieu dès que l'énergie dans le centre de masse est supérieure à la barrière de fusion.

## 2.2 e516, fission induite par transfert et fusion avec VAMOS

Le but de l'expérience est de produire différents actinides compris entre l' $^{238}\text{U}$  et le  $^{250}\text{Cf}$  grâce aux réactions de transfert ou de fusion afin d'en étudier la fission. En particulier, la mesure des distributions isotopiques des différents systèmes fissionnants est visée. L'un des deux fragments de fission est identifié en charge et en masse à l'aide du spectromètre VAMOS. Cette section a pour objectif de présenter de manière générale cette expérience ; l'analyse étant décrite dans le chapitre 3.

### 2.2.1 Principe général de l'expérience

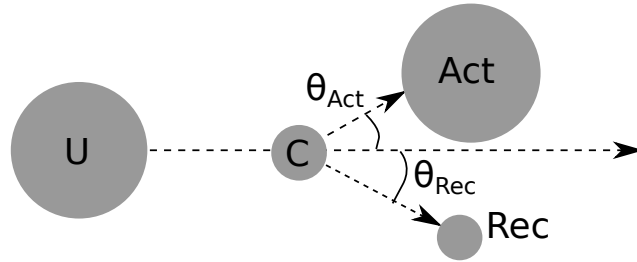
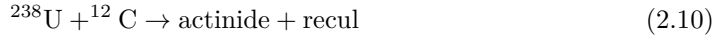


FIGURE 2.10 – Représentation schématique d'une réaction de transfert.

L'intérêt majeur de cette expérience réside dans la possibilité de pouvoir identifier en masse et en numéro atomique l'ensemble des fragments de fission (en particulier les plus lourds) tout en connaissant le système fissionnant. Cela repose sur l'hypothèse d'une réaction de transfert à deux corps dont le principe est représenté sur la figure 2.10. D'une manière générale, on peut écrire la réaction de la manière suivante



Pour connaître les caractéristiques de l'actinide produit (masse, numéro atomique, énergie, énergie d'excitation, ...), nous avons identifié le noyau de recul de la cible.

Toutes les caractéristiques de la voie d'entrée sont connues (masses et énergies du faisceau et de la cible). Le noyau de recul est détecté par un détecteur situé à la cible ce qui permet de déterminer sa masse, son énergie ainsi que son angle azimutal  $\theta_{\text{Rec}}$ . Ce détecteur est présenté dans la section 2.2.3.1.

### 2.2.2 Cinématique

Dans toute cette section, l'énergie cinétique est représentée par  $T$ , l'énergie totale par  $E$  et la masse par  $M$ . Les calculs présentés par la suite ne sont pas relativistes par soucis de simplicité, néanmoins l'utilisation de la relativité restreinte a bien été prise en compte dans notre analyse et les formules relativistes seront données à la fin des calculs.

#### 2.2.2.1 Cinématique du noyau de recul de la cible

Nous avons vu dans la section 2.1.3 que les réactions de transfert ont lieu autour de l'angle d'effleurement. Il est alors important de connaître cet angle d'effleurement car c'est à



cet angle que sont déviés les noyaux de recul de la cible. Il est possible d'exprimer cet angle dans le référentiel du centre de masse en fonction de l'énergie dans le centre de masse  $E_{CM}$  et de la barrière coulombienne  $V_B$  à l'aide de la relation 2.11 [Bass, 1980].

$$\sin \frac{\theta_{gr}^{CM}}{2} = \frac{V_B}{2E_{CM} - V_B} \quad (2.11)$$

L'énergie du centre de masse s'obtient à partir de la relation 2.8 et vaut 69,5 MeV. Le potentiel coulombien est décrit à partir de la relation 2.12.

$$V_B = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_U Z_C}{d} \quad (2.12)$$

avec  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1,44 \text{ MeV.fm}$  et  $d$  la distance entre les centres de charge des deux noyaux.

Le potentiel coulombien entre l' $^{238}\text{U}$  et le  $^{12}\text{C}$  est évalué à  $V_B = 64,5 \text{ MeV}$  [Wilcke *et al.*, 1980].

Ainsi, d'après la relation 2.11, l'angle d'effleurement pour le  $^{238}\text{U}$  est de  $\theta_U^{CM} = 119,0^\circ$  dans le référentiel du centre de masse. On obtient alors la valeur de l'angle du carbone dans le centre de masse correspondant à la trajectoire d'effleurement  $\theta_C^{CM}$  étant donné que

$$\theta_U^{CM} + \theta_C^{CM} = \pi \quad (2.13)$$

Enfin, on peut donc obtenir une estimation de la région angulaire où seront présents les noyaux de recul en assimilant l'angle d'effleurement au cas limite d'une diffusion élastique. Pour une diffusion élastique relativiste, les angles  $\theta_C^{lab}$  et  $\theta_C^{CM}$  satisfont à la relation 2.14 [Michalowicz, 1964].

$$\tan(\theta_C^{lab}) = \sqrt{1 - \beta^{CM^2}} \tan\left(\frac{\theta_C^{CM}}{2}\right) \quad (2.14)$$

où  $\beta^{CM} = \frac{v^{CM}}{c}$  avec  $v^{CM}$  la vitesse du centre de masse. Ainsi l'angle dans le référentiel du laboratoire du  $^{12}\text{C}$  vaut  $30,3^\circ$ .

Il est donc nécessaire de placer notre détecteur de noyau de recul de manière à ce qu'il couvre cet angle. Par ailleurs, il faut vérifier que les fragments de fission ne rencontrent pas ce détecteur.

### Vitesse de l'actinide

En mesurant l'énergie du noyau de recul, nous déterminons sa vitesse. À partir de celle-ci, nous pouvons alors calculer la vitesse d'entraînement du système fissionnant. Cette vitesse se calcule à partir de la relation 2.15 (que l'on obtient par conservation de l'énergie) et vaut  $v_{Act} = 3,3 \text{ cm/ns}$  dans le cas d'une réaction de fusion (dans le cas où l'actinide est produit par une réaction de transfert, cette vitesse est légèrement inférieure; la distribution de la vitesse d'entraînement est présentée dans la section 3.4.2.1 à la figure 3.41).

$$\begin{aligned} \gamma_{Act} &= \frac{\gamma_U M_U + M_C - \gamma_{Rec} M_{Rec}}{M_{Act}} \\ v_{Act} &= \frac{\sqrt{\gamma_{Act}^2 - 1}}{\gamma_{Act}} c \end{aligned} \quad (2.15)$$

### 2.2.2.2 Cinématique des fragments de fission

Dans le référentiel du noyau fissionnant<sup>1</sup>, les deux fragments de fission sont émis dos à dos — du fait de la conservation de la quantité de mouvement — et avec une énergie cinétique provenant principalement de la répulsion coulombienne s'exerçant entre les deux noyaux chargés. L'énergie coulombienne  $V_C$ , provenant de l'interaction entre les deux noyaux, est donnée par la relation 2.17.

$$V_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{d_{\text{scission}}} = T_{1,fiss} + T_{2,fiss} \quad (2.16)$$

$$= \frac{1}{2} M_1 v_{1,fiss}^2 + \frac{1}{2} M_2 v_{2,fiss}^2 \quad (2.17)$$

où  $Z_i$  et  $T_{i,fiss}$  désignent respectivement le numéro atomique et l'énergie cinétique dans le référentiel du noyau fissionnant des fragments de fission et  $d_{\text{scission}}$  représente la distance qui sépare les deux centres de charge des noyaux au moment de la scission. Pour l'estimer, nous avons utilisé la relation donnée par Wilkins [Wilkins *et al.*, 1976].

$$d_{\text{scission}} = 1,16 \left(1 + \frac{2}{3}\beta_1\right) A_1^{1/3} + 1,16 \left(1 + \frac{2}{3}\beta_2\right) A_2^{1/3} + 2 \quad (2.18)$$

avec  $A_i$  et  $\beta_i$  respectivement le nombre de masse et la déformation au point de scission du fragment de fission  $i$ . La déformation est fixée à  $\beta = 0,625$  pour tous les fragments de fission. En utilisant la conservation de la quantité de mouvement, nous avons

$$M_1 v_{1,fiss} = M_2 v_{2,fiss} \quad (2.19)$$

Ainsi l'équation 2.19 montre que le fragment lourd dispose d'une vitesse moins importante dans le référentiel du noyau fissionnant que le léger du fait de sa masse plus importante ce qui est illustré sur la figure 2.11.

#### Focalisation vers l'avant

Dans le référentiel du laboratoire, la vitesse des fragments de fission est déterminée comme la somme vectorielle de leur vitesse dans le référentiel du système fissionnant et de la vitesse d'entraînement du noyau fissionnant  $v_{Act}$ . Le calcul de la vitesse d'entraînement est présenté à la relation 2.15. On en déduit alors que la vitesse des fragments de fission dans le référentiel du noyau fissionnant est de l'ordre de  $v_{fiss} \approx 1,2$  cm/ns (la distribution en vitesse des fragments de fission est présentée dans la section 3.4.2.1 à la figure 3.42).

Les fragments de fission sont donc focalisés dans un cône dont la hauteur est définie par la vitesse du noyau fissionnant orientée suivant l'axe du faisceau dans le cas de la fusion (et très proche de cet axe dans le cas du transfert; par exemple,  $\theta_U = 2,5^\circ$  lorsque  $\theta_C = 30^\circ$ ) et dont l'ouverture angulaire est définie par la relation 2.20. Pour une vitesse de fission  $v_{fiss}$  donnée, cette ouverture angulaire correspond à l'angle maximum défini par le cas où il existe un angle droit entre  $v_{fiss}$  et  $v_{lab}$  (voir la figure 2.11). On obtient alors la relation 2.20.

$$\theta = \arcsin \left( \frac{v_{fiss}}{v_{Act}} \right) \quad (2.20)$$

Ainsi les fragments de fission les plus lents, qui ont une vitesse de l'ordre de 0,9 cm/ns, auront une ouverture angulaire de l'ordre de  $15,8^\circ$  tandis que les plus rapides, avec une vitesse de l'ordre de 1,5 cm/ns, auront une ouverture angulaire de  $27^\circ$ .

---

1. Dans le cas d'une réaction de fusion, le référentiel du noyau fissionnant est confondu avec le référentiel du centre de masse.

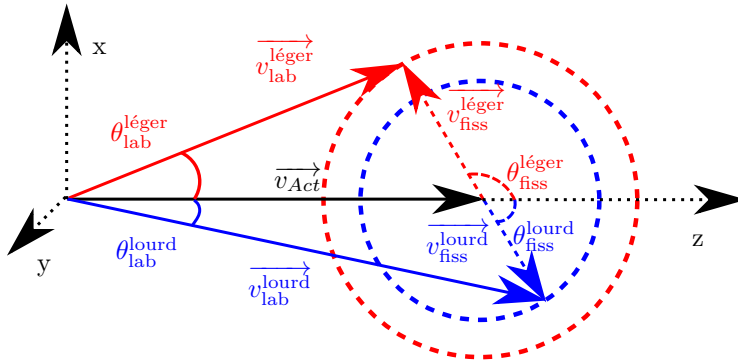


FIGURE 2.11 – Représentation schématique de la focalisation vers l'avant des fragments de fission dans le référentiel du laboratoire. Le fragment de fission léger est associé à la couleur rouge et le lourd à la couleur bleue. Les traits pleins représentent les quantités (vecteurs vitesse, angles azimutaux) dans le référentiel du laboratoire tandis que les traits pointillés, ces mêmes quantités dans le référentiel du noyau fissionnant.

Dans le cas d'une émission isotrope des fragments de fission, la distribution angulaire dans le référentiel du laboratoire des fragments de fission est présentée sur la figure 2.12.

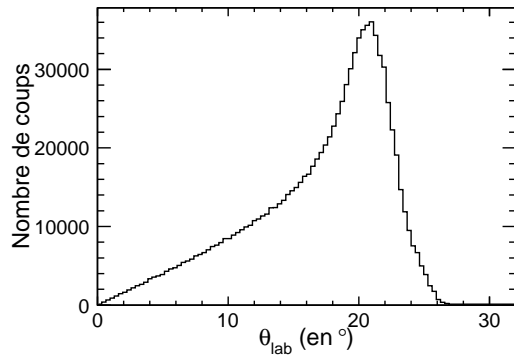


FIGURE 2.12 – Distribution angulaire des fragments de fission issus de la fission du  $^{250}\text{Cf}$  obtenue à partir d'une simulation.

La distribution angulaire est piquée à  $20^\circ$  ce qui nous a conduit à placer le spectromètre à cet angle. Avec une ouverture angulaire de  $\pm 7^\circ$ , une partie importante de la distribution est collectée. De plus, cette ouverture angulaire est inférieure à l'angle d'effleurement sur lequel nous plaçons le détecteur qui est utilisé pour identifier les noyaux de recul de la cible.

### 2.2.3 Dispositif expérimental

Le télescope SPIDER<sup>2</sup> a pour but d'identifier le noyau de recul issu de la cible afin de remonter à l'actinide produit. Deux détecteurs germanium (*clover*) de l'équipement EXO-GAM sont également présents, afin de détecter les rayons  $\gamma$  émis par les fragments de fission. Après la cible se trouve VAMOS [Savajols, 2003], un spectromètre utilisé pour identifier l'un des deux fragments de fission. Une représentation schématique du dispositif expérimental est présentée sur la figure 2.13.

---

2. Silicon Particle Identification DEtector Ring

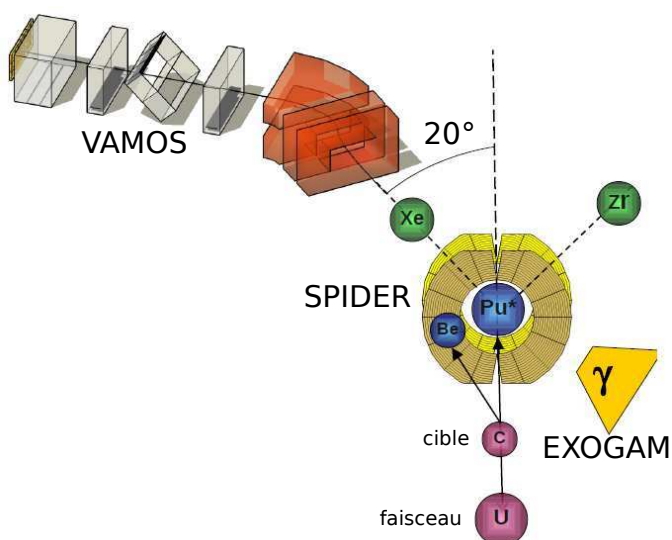


FIGURE 2.13 – Dispositif expérimental de l'expérience e516.

### 2.2.3.1 SPIDER : détection du noyau de recul de la cible

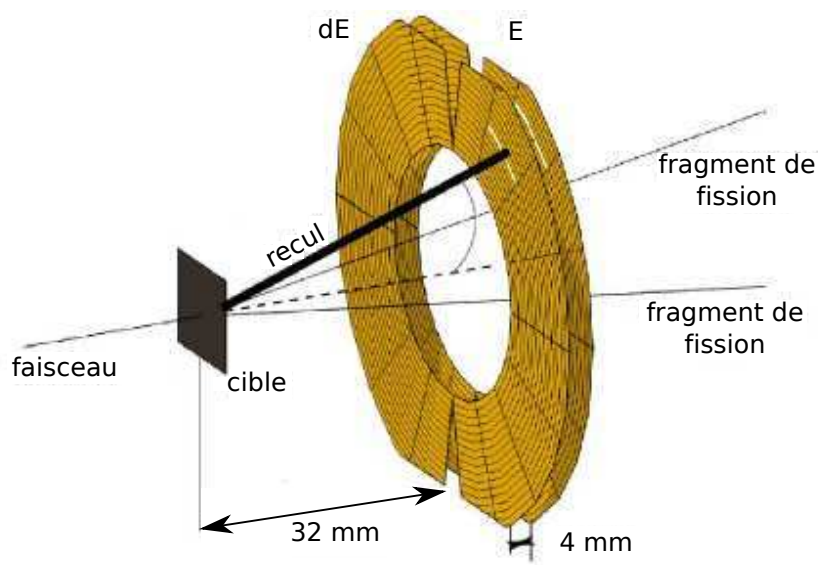


FIGURE 2.14 – Description schématique du détecteur SPIDER. Issu de [Derkx, 2010].

SPIDER est un télescope composé de deux détecteurs annulaires en silicium. Il est placé de manière à couvrir l'angle d'effleurement et au-dessus de celui-ci, ce qui couvre environ 50% de la section efficace. Les deux fragments de fission n'interagissent pas avec ce détecteur — en passant au centre de celui-ci — tandis que le noyau de recul de la cible émis à l'angle d'effleurement est détecté par le télescope. Par ailleurs, avec une énergie de 6,1 A MeV, le

faisceau d' $^{238}\text{U}$  est dévié au maximum de  $3^\circ$  lors d'une diffusion élastique. L'uranium diffusé n'endommage donc pas le télescope. Les deux détecteurs en silicium constituant SPIDER sont identiques, excepté au niveau de l'épaisseur ; l'ensemble formant un détecteur  $\Delta E$ -E.

Chaque détecteur composant le télescope est segmenté sur ses deux faces comme présenté sur la figure 2.15 afin d'obtenir une mesure des angles polaires  $\theta$  et azimutaux  $\varphi$  du système de coordonnées sphériques. Une description précise de la segmentation est disponible dans la référence [Derkx, 2010].

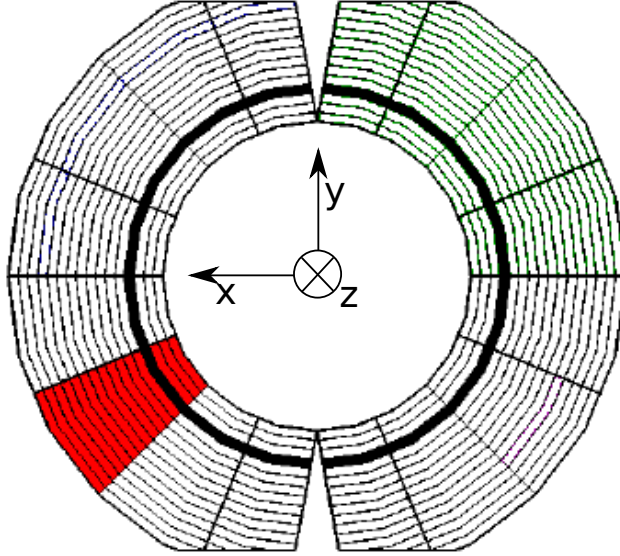


FIGURE 2.15 – Définition du repère et illustration de la segmentation de SPIDER. Différentes parties d'un détecteur sont représentées par différentes couleurs : les éléments en noir ont tous la même valeur pour l'angle polaire  $\theta$ , ceux en rouge possèdent la même valeur pour l'angle azimutal  $\varphi$ . Issu de [Derkx, 2010].

Au niveau des dimensions, le rayon interne des deux détecteurs est de 24 mm et l'externe de 48 mm et ils sont espacés de 4 mm l'un de l'autre, distance la plus petite possible du fait de la présence des connecteurs des détecteurs. Le premier détecteur rencontré par la particule est suffisamment fin ( $65\ \mu\text{m}$ ) pour qu'il soit traversé par les noyaux les moins énergétiques et le second est beaucoup plus épais ( $1007\ \mu\text{m}$ ) afin d'arrêter les particules les plus énergétiques, c'est-à-dire les noyaux de recul de la cible qui possèdent les numéros atomiques les plus petits.

Le détecteur était placé à une distance de 32 mm de la cible, centré autour de l'axe du faisceau. Le premier détecteur ( $\Delta E$ ) couvre ainsi les angles compris entre  $37^\circ$  et  $56^\circ$  tandis que le second détecteur (E) les angles compris entre  $34^\circ$  et  $53^\circ$ . Seuls les noyaux émis entre  $37^\circ$  et  $53^\circ$  pourront être identifiés, puisque cela nécessite que les deux détecteurs soient touchés. Pour rappel, l'angle du  $^{12}\text{C}$  correspondant à la trajectoire d'effleurement vaut  $30,3^\circ$  ; une partie des noyaux de carbone ne seront donc pas détectés par SPIDER. Cependant, les distributions angulaires des noyaux de recul sont relativement larges ce qui permet au télescope de couvrir environ la moitié de ces distributions [Derkx, 2010].

### 2.2.3.2 VAMOS : détection des fragments de fission

L'actinide est formé avec une certaine énergie d'excitation (voir la section 3.3.1) ce qui peut le conduire à fissionner. Dans ce cas, l'un des fragments de fission est détecté et identifié à l'aide du spectromètre à large acceptation, VAMOS<sup>3</sup>.

La distance entre le premier quadrupôle et la cible est de 40 cm. Les fragments de fission sont d'abord focalisés dans le plan vertical par le premier quadrupôle puis dans le plan horizontal par le second.

Les fragments de fission étant créés suivant une certaine distribution en vitesse, en masse et en état de charge, ils possèdent alors une distribution en rigidité magnétique étendue. Une estimation de cette distribution à l'aide de la cinématique décrite dans la section 2.2.2.2 et de la distribution en état de charge donné par Nikolaev [Nikolaev et Dmitriev, 1968] est donnée sur la figure 2.16. Nous voyons sur cette figure que entre les angles  $14^\circ$  et  $27^\circ$ , la rigidité magnétique varie entre 0,8 et 1,4 T.m. Or, le spectromètre possède une acceptation en rigidité magnétique limitée de l'ordre de  $\Delta B\rho \approx \pm 7\%$ . Ainsi, pour couvrir un maximum de la distribution en rigidité magnétique, plusieurs valeurs de champ magnétique ont été appliquées afin de collecter différentes régions de cette distribution. Au total, huit valeurs de champ magnétique  $B$  ont été appliquées ce qui correspond à huit valeurs de rigidité magnétique (1,015 - 1,055 - 1,099 - 1,143 - 1,190 - 1,251 - 1,302 et 1,355 T.m). Ces valeurs sont séparées entre elles d'environ 4% ce qui est inférieur à l'acceptation en rigidité magnétique du spectromètre : cela permet un recouvrement des distributions pour deux valeurs voisines de  $B$ . Ces valeurs ont été choisies à l'aide des résultats d'une simulation qui sont présentés sur la figure 2.16. Il aurait été possible de régler des valeurs de  $B$  pour collecter les fragments

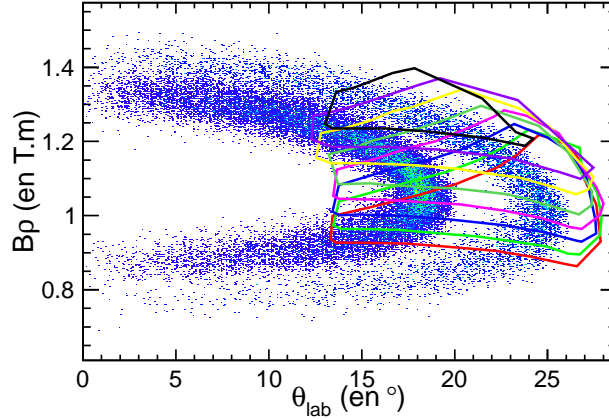


FIGURE 2.16 – Simulation montrant l'évolution de la rigidité magnétique  $B\rho$  d'un fragment de fission lourd ( $^{136}\text{Xe}$ ) et d'un léger ( $^{104}\text{Zr}$ ) en fonction de leur angle d'émission dans le référentiel du laboratoire  $\theta_{\text{lab}}$ . Les traits de couleur représentent les acceptances angulaires et en rigidité magnétique réelles pour différents réglages de  $B$  (chaque couleur représente une valeur de  $B$ ). L'acceptance angulaire varie d'environ  $13^\circ$  à  $27^\circ$  ( $20^\circ \pm 7^\circ$ ) et l'acceptance en rigidité magnétique d'environ 5% autour de  $B\rho_0$ .

avec une rigidité magnétique plus petite mais cela correspond aux produits de fission les moins rapides et qui s'arrêtent donc dans la chambre à ionisation. Les 8 valeurs de champ magnétique qui ont été utilisées permettent donc un bon compromis entre le temps de

3. VArIable MOde high acceptance Spectrometer

faisceau disponible et la partie de la distribution en rigidité magnétique des fragments de fission qui est collectée.

### Ensemble de détection

À la sortie du dipôle, le fragment de fission traverse différents détecteurs, visibles sur la figure 2.17 :

- deux chambres à dérives qui mesurent deux positions  $x$  et  $y$ ,
- un détecteur d'électrons secondaires (SeD) [Drouart *et al.*, 2002], placé entre les deux chambres à dérives et qui mesure un temps de vol. Ce détecteur correspond au début de la mesure du temps de vol, l'arrêt correspondant à la fréquence du cyclotron. La résolution en temps de vol est de l'ordre de 500 ps.
- une chambre à ionisation segmentée en trois pads de 125 mm de longueur chacun et remplie d'isobutane ( $C_4H_{10}$ ) à 40 mbar afin de mesurer une perte d'énergie  $\Delta E$ ,
- et un ensemble de 21 détecteurs en silicium de 500  $\mu m$  d'épaisseur, disposés en une matrice  $3 \times 7$  afin de mesurer l'énergie résiduelle  $E_{rés}$  des fragments de fission qui s'y arrêtent.

La chambre à ionisation et le mur de silicium constituent l'ensemble de détection HAR-PEE<sup>4</sup> construit spécialement pour assurer la résolution nécessaire à cette expérience.

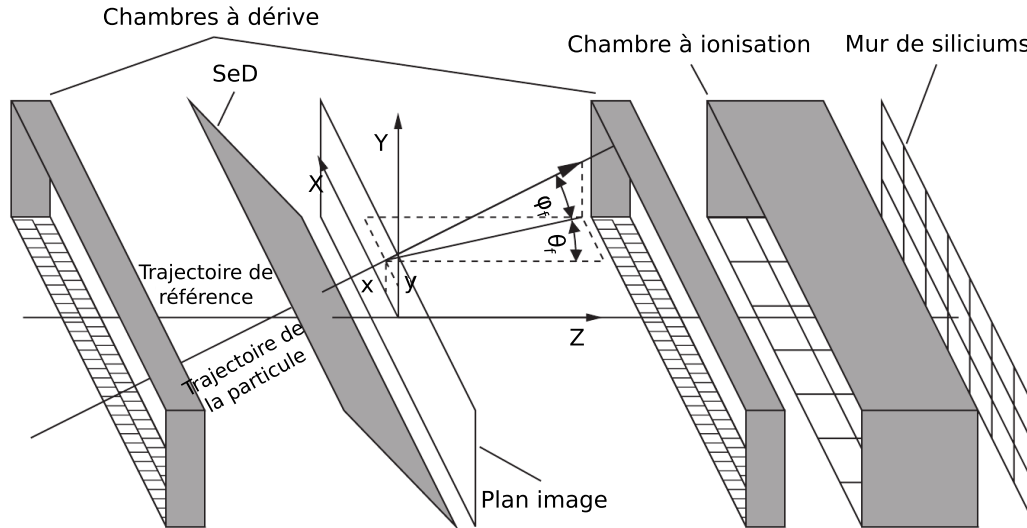


FIGURE 2.17 – Ensemble de détection associé au spectromètre VAMOS.

À partir des deux positions mesurées par les chambres à dérives, nous pouvons déterminer les angles  $\theta_f$  et  $\varphi_f$  visibles sur la figure 2.17. Il est alors possible de reconstruire le chemin parcouru entre la cible et le plan focal par la particule  $d$  [Pullanhiotan *et al.*, 2008 ; Rejmund, 2008] à partir des positions et des deux angles (le principe de la reconstruction est décrit dans le paragraphe suivant). Connaissant la distance de vol  $d$ , il est possible de déterminer la vitesse  $v$  du noyau à partir du temps de vol qui est mesuré entre la radiofréquence du cyclotron et le signal donné par le détecteur d'électrons secondaires lorsqu'il est traversé par une particule. À partir des positions et des deux angles, il est également possible de calculer la rigidité magnétique  $B\rho$  de l'ion [Rejmund, 2008]. Associée à la vitesse, la rigidité

4. détecteur à HAute Résolution pour la Perte d'Energie et l'Energie

magnétique nous donne le rapport  $A/q$  de cet ion (voir la relation 2.6). Par ailleurs, la perte d'énergie  $\Delta E$ , mesurée par la chambre à ionisation, et l'énergie résiduelle  $E_{\text{rés}}$  donnée par le détecteur en silicium permettent de remonter au numéro atomique du fragment  $Z$  et permettent également de remonter à l'énergie cinétique de la particule  $E$ . Connaissant son énergie et sa vitesse, sa masse  $A_E$  est estimée par la relation 2.21.

$$A_E = \frac{E}{m_0(\gamma - 1)} \quad (2.21)$$

où  $m_0 = 931,5 \text{ MeV}/c^2$ . Cependant, la résolution en énergie de l'ordre du pourcent (voir la section 2.1.2) ne permet pas d'identifier des masses plus grandes que  $A \approx 80$  comme le montre la figure 2.18. Pour résoudre des masses plus élevées, on utilise les informations liées

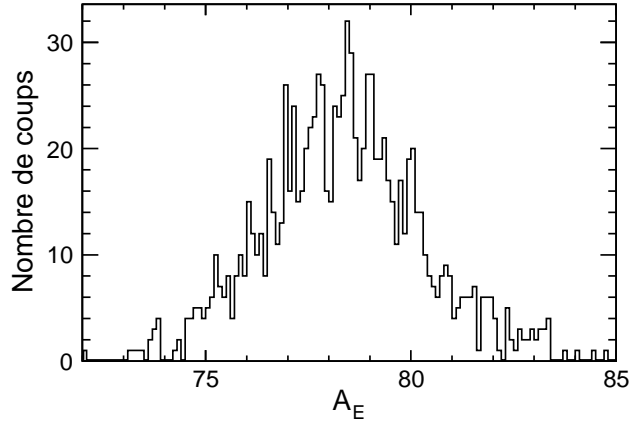


FIGURE 2.18 – Spectre en masse (issue de l'énergie) expérimental pour  $Z=32$ .

au spectromètre : en divisant  $A_E$  par  $A/q$ , nous obtenons l'état de charge de l'ion  $q$  puis en multipliant la valeur entière de  $q$  par  $A/q$ , on obtient finalement la masse du fragment avec la résolution du spectromètre.

Tous les fragments sont alors parfaitement identifiés : masse, numéro atomique, état de charge, vitesse et énergie. Ce travail a été réalisé en grande partie par M. Caamaño [Caamaño *et al.*, 2009a ; b]. J'ai poursuivi cette analyse et mon travail est présenté dans la section 3.

### Reconstruction de la trajectoire

La reconstruction de la trajectoire consiste à trouver les fonctions de transfert qui permettent de calculer les coordonnées initiales d'une particule à partir de ses coordonnées finales. Dans le cas du spectromètre VAMOS, les angles polaire  $\theta_i$  et azimutal  $\varphi_i$ , la rigidité magnétique relative  $\delta = \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}$  qui quantifie l'écart par rapport à la trajectoire de référence et la distance parcourue par la particule  $l$  sont recherchés à partir des angles polaire  $\theta_f$  et azimutal  $\varphi_f$ , et des positions  $x_f$  et  $y_f$  mesurés au plan focal.

La fonction de transfert est déterminée en utilisant le logiciel de suivi de particules (*ray-tracing*) ZGOUBI [Méot, 1999]. Un ensemble de particules disposant de coordonnées initiales différentes ( $\theta_i, \varphi_i, \delta$ ) est donné en entrée à ce logiciel qui, à l'aide des équations du mouvement à travers un champ électromagnétique et des cartes de champ du dipôle, calcule leur trajectoire et fournit les coordonnées suivantes ( $x_f, \theta_f, y_f, \varphi_f, l$ ). À partir de ce jeu de données, on remonte aux coordonnées initiales en les exprimant à l'aide de fonctions



polynomiales dépendantes de  $(x_f, \theta_f, y_f, \varphi_f)$  comme illustré par l'équation 2.22.

$$\begin{aligned}\theta_i &= F(x_f, \theta_f, y_f, \varphi_f) \\ &= \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=7} C_{ijkl} x_f^i \theta_f^j y_f^k \varphi_f^l\end{aligned}\quad (2.22)$$

Le développement en polynôme jusqu'à l'ordre 7 est nécessaire du fait de la grande acceptance de ce spectromètre : les angles des particules évoluant dans ce spectromètre peuvent en effet être relativement grands (quelques degrés) ce qui implique l'apparition d'aberrations qui sont prises en compte en augmentant l'ordre du polynôme. Les coefficients  $C_{ijkl}$  sont déterminés numériquement pour les grandeurs  $\theta_i$ ,  $\varphi_i$ ,  $\delta$  et  $l$ . Connaissant ces coefficients, il est alors possible de déterminer les coordonnées initiales ainsi que la distance de vol à partir des positions et des angles mesurés au plan focal.

### 2.2.3.3 Déclenchement de l'acquisition

L'électronique utilisée pour le détecteur SPIDER est décrite dans [Derkx, 2010] et celle de VAMOS dans [Pullanhiotan *et al.*, 2008]. L'acquisition a utilisé trois déclenchements (*trigger*) différents permettant de différencier le mécanisme de réaction :

- « SPIDER seul » : seul le détecteur SPIDER a détecté une particule. Cela correspond aux événements où une collision élastique a lieu ou lorsque l'actinide ne fissionne pas ou bien lorsque la fission n'est pas détectée.
- « VAMOS seul » : VAMOS a détecté une particule tandis que SPIDER n'a rien détecté. Cela correspond aux événements de fission du  $^{250}\text{Cf}$  formé par fusion complète ou à un événement où le transfert n'est pas détecté.
- « SPIDER + VAMOS » : VAMOS et SPIDER ont détecté en coïncidence une particule. Cela correspond à un événement où un actinide a été formé par transfert avant de fissionner.

Le déclenchement de SPIDER est assuré par un « OU » logique entre toutes les pistes du détecteur tandis que celui de VAMOS est assuré par le détecteur d'électrons secondaires au plan focal. À noter que le déclenchement « SPIDER seul » a un taux de déclenchement plus élevé que les autres du fait de l'abondance des collisions élastiques. Afin de ne pas saturer l'acquisition par ce type de réactions, un diviseur de 1/300 est appliqué à ce déclenchement (seul 1 événement sur 300 déclenchera l'acquisition).

Afin d'assurer la coïncidence entre SPIDER et VAMOS, une fenêtre de coïncidence de 600 ns (le temps de vol des fragments de fission est compris entre 200 et 400 ns) est ouverte après la détection d'une particule par SPIDER ; si un événement de fission a lieu, alors le fragment de fission a suffisamment de temps pour parvenir jusqu'au SeD de VAMOS. Si aucun fragment de fission n'est détecté durant les 600 ns, alors le trigger est de type « SPIDER seul ».

## 2.3 e547, étude de la fusion-fission avec LISE

L'expérience e547 a été réalisée au GANIL en juin 2010. Son but était d'étudier les réactions de fusion-fission et la possibilité de former des faisceaux secondaires de noyaux lourds ( $Z \approx 60 - 70$ ) riches en neutrons au moyen de ces réactions à haute énergie d'excitation. Les réactions de fusion-fission permettent en effet d'envisager la production de fragments

de fission lourds qu'il n'est pas possible de produire par la fission de l'uranium (voir la section 1.2.2).

### 2.3.1 Dispositif expérimental

Un faisceau d' $^{238}\text{U}^{58+}$  a été accéléré à 24 A MeV avec une intensité de 5 à 15 nA avant d'être envoyé sur des cibles de  $^9\text{Be}$  et de  $^{12}\text{C}$  de différentes épaisseurs (les résultats avec les cibles de  $^{12}\text{C}$  et de  $^9\text{Be}$  de 15 mg/cm<sup>2</sup> sont présentés dans cette thèse). Contrairement à l'expérience e516, les cibles sont épaisses pour favoriser le nombre de réactions et ainsi produire davantage de fragments de fission ; le nombre d'atomes dans la cible étant plus important, la probabilité de réaction augmente. Le faisceau était envoyé sur la cible avec un angle de 3° afin d'éviter qu'il ne pénètre dans le séparateur.

Les réactions de fusion conduisent à la formation de  $^{247}\text{Cm}$  et de  $^{250}\text{Cf}$ , suivant la cible qui est utilisée. Le noyau composé fissionne et l'un des deux fragments de fission est identifié à l'aide du séparateur de fragments LISE [Anne *et al.*, 1987]. Les fragments traversent une

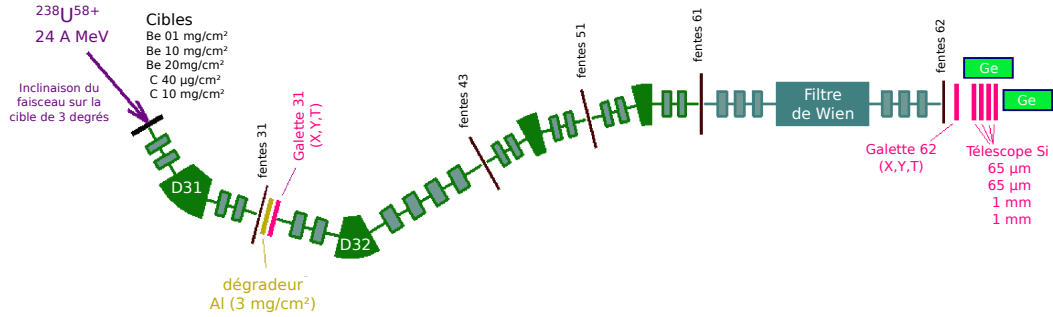


FIGURE 2.19 – Dispositif expérimental de l'expérience e547.

série de quadrupôles pour le focaliser, puis rencontrent deux dipôles, D31 et D32, utilisés pour sélectionner en rigidité magnétique les particules (voir la figure 2.19). Tout au long de l'expérience, les champs magnétiques seront identiques aux deux dipôles. Entre les deux dipôles était placée au plan focal dispersif une galette de microcanaux [Odland *et al.*, 1996] (*micro-channel plate*). Cette dernière, qui sera appelée Galette31 par la suite, est utilisée pour mesurer une position en  $x$  et  $y$  ainsi qu'un signal temps. Le fragment finit ensuite sa course au plan focal final en rencontrant successivement un filtre de Wien, une deuxième galette de microcanaux, qui sera appelée Galette62 par la suite, puis un ensemble de quatre détecteurs en silicium disposés les uns derrière les autres (Si1, Si2, Si3 et Si4). Les deux premiers détecteurs sont utilisés pour une mesure de perte d'énergie et disposent donc d'une épaisseur limitée (69 et 68 µm respectivement pour le premier et le deuxième détecteurs). Les deux derniers détecteurs, avec une épaisseur de 995 et 992 µm, mesurent l'énergie résiduelle.

Un filtre de Wien est un dispositif permettant de sélectionner en vitesse les particules qui le traversent en appliquant simultanément un champ électrique perpendiculairement à la direction des fragments et un champ magnétique dans l'autre direction perpendiculaire. Il a été utilisé durant toute la prise de données afin de limiter le taux de comptage dans les détecteurs en silicium dans le but de ne pas dégrader leur résolution. La Galette62 donne une deuxième position en  $x$  et  $y$  ainsi qu'un deuxième temps.

Finalement deux détecteurs en germanium étaient placés autour des détecteurs en silicium afin de mesurer les rayons  $\gamma$  émis par les états isomères de certains produits de fission.

Chacun des détecteurs est composé de quatre cristaux.

Le déclenchement de l'acquisition est effectué lors de la détection d'un fragment par le premier détecteur silicium.

### 2.3.2 Cinématique

L'énergie du faisceau plus importante que dans l'expérience e516 conduit à une focalisation renforcée des produits de fission. La figure 2.20 présente l'évolution de la rigidité magnétique des produits de fission en fonction de leur angle dans le référentiel du laboratoire. L'angle d'émission maximale se situe autour de  $10^\circ$  (à comparer au  $20^\circ$  dans l'expérience avec VAMOS).

Par ailleurs il n'est pas possible de faire pivoter le séparateur LISE autant que VAMOS. L'angle entre le faisceau et le séparateur LISE qui a été utilisé est de  $3^\circ$ . L'ouverture angulaire du séparateur est de l'ordre de  $\pm 1^\circ$ . Une portion extrêmement limitée de la sphère de fission est alors collectée. Cette zone correspond à la région délimitée par les traits rouges sur la figure 2.20. La figure 2.21 présente la sphère de fission. L'acceptance restreinte de LISE se situe à l'intérieur de la zone entourée de noir, au niveau des intersections de la sphère de fission avec la représentation de l'acceptance angulaire (en bleu).

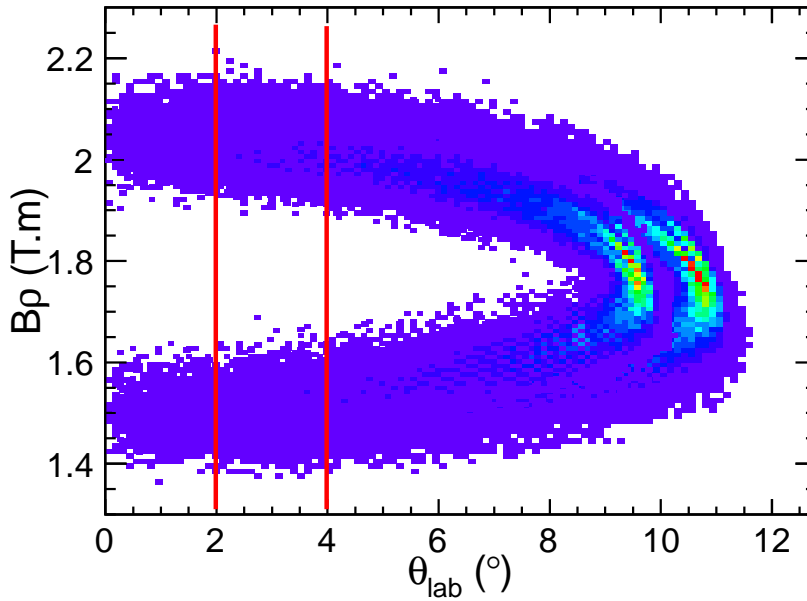


FIGURE 2.20 – Simulation montrant l'évolution de la rigidité magnétique  $B\rho$  d'un fragment de fission lourd ( $_{54}\text{Xe}$ ) et d'un léger ( $_{40}\text{Zr}$ ) en fonction de leur angle d'émission dans le référentiel du laboratoire  $\theta_{\text{lab}}$ . Les deux traits rouges délimitent l'acceptance du séparateur LISE.

Nous utilisons une cible épaisse ce qui implique que l'énergie du faisceau n'est pas connue avec une bonne précision au moment de la réaction. Ainsi, pour une épaisseur de cible de  $15 \text{ mg/cm}^2$ , le logiciel LISE++ [Tarasov et Bazin, 2008] permet d'estimer l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse selon que la réaction ait lieu à la fin ou au début de la cible. Ainsi, pour cette épaisseur de cible, les noyaux composés de  $^{247}\text{Cm}$  disposent

d'une énergie d'excitation dans le centre de masse comprise entre 164 et 208 MeV tandis que l'énergie dans le centre de masse des noyaux de  $^{250}\text{Cf}$  varie de 210 à 274 MeV.

L'énergie d'excitation est définie comme  $E^* = E_{CM} - Q$  où  $Q$  désigne la chaleur de réaction. Il vaut -6,876 MeV [Audi et Wapstra, 1993] dans le cas de la formation de  $^{247}\text{Cm}$  (ou -23,862 MeV lors de la formation de  $^{250}\text{Cf}$ ) ce qui équivaut à une énergie d'excitation comprise entre 157 et 201 MeV dans le cas de la formation d'un noyau composé de  $^{247}\text{Cm}$  et entre 186 et 250 MeV pour le  $^{250}\text{Cf}$ .

Du fait de la grande dispersion en énergie du faisceau (et des fragments de fission) dans la cible, il est impossible de remonter à la cinématique de la réaction.

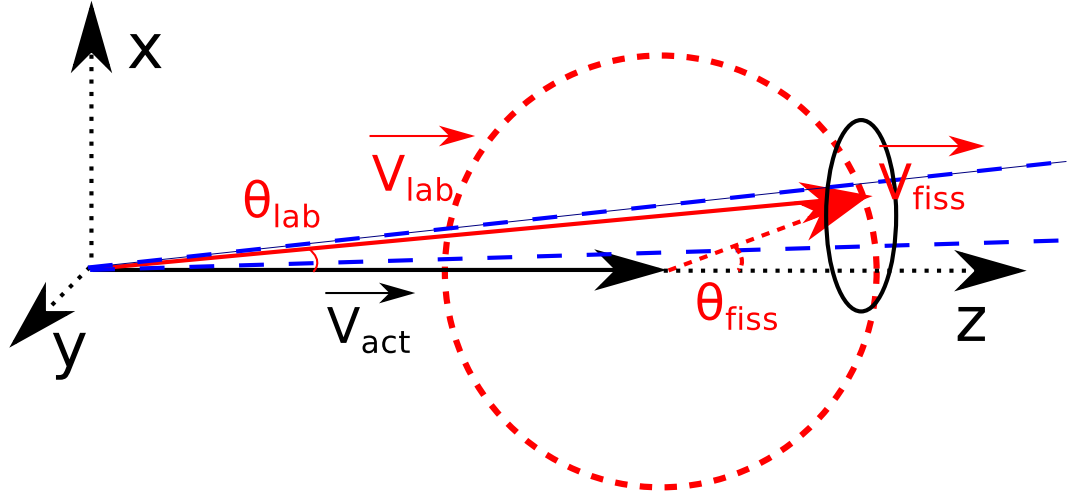


FIGURE 2.21 – Représentation de la sphère de fission d'un fragment de fission. L'acceptance angulaire du séparateur LISE est représentée schématiquement par la zone entourée de noir.



## 3 Analyse de l'expérience avec le spectromètre VAMOS

Mon travail d'analyse sur cette expérience fait suite au travail commencé par Manuel Caamaño [Caamaño *et al.*, 2009a ; b]. Le travail d'analyse concernant le détecteur SPIDER a été réalisé lors du doctorat de Xavier Derkx [Derkx, 2010] et le travail sur les rayons  $\gamma$  détectés par EXOGAM a été effectué par Aradhana Shrivastava [Shrivastava *et al.*, 2009]. Je reprends donc l'analyse sur le spectromètre VAMOS.

### 3.1 Identification des produits de fission

Le travail d'identification des particules représente une grosse partie du travail déjà réalisé lorsque j'ai débuté ma thèse. Comme mentionné dans la section 2.2.3.2, l'identification de chaque particule, définie par un numéro atomique  $Z$ , une masse  $A$  et un état de charge  $q$ , se fonde sur la mesure de l'énergie totale, la vitesse, la rigidité magnétique et la perte d'énergie.

#### 3.1.1 Identification de l'état de charge $q$

La masse  $A_E$  issue de l'énergie est déterminée à partir de l'énergie totale suivant la relation 3.1 avec  $m_0=931,5 \text{ MeV}/c^2$ .

$$A_E = \frac{E_{tot}}{m_0(\gamma - 1)} \quad (3.1)$$

L'énergie totale  $E_{tot}$  provient de la somme de l'énergie collectée dans les siliciums, de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation et des pertes d'énergies estimées dans le reste de l'ensemble de détection (chambres à dérives, fenêtres d'entrée de la chambre à ionisation, ...) [Caamaño *et al.*, 2009b].

Parallèlement, on détermine le rapport  $A/q$  de l'ion à partir de sa rigidité magnétique  $B\rho$  et de sa vitesse  $v$  (voir la relation 3.2).

$$A/q = \frac{B\rho}{v} \quad (3.2)$$

La valeur de l'état de charge est obtenue à partir du rapport entre la masse  $A_E$  issue de la mesure de l'énergie et le rapport  $A/q$  qui provient de la rigidité magnétique de la particule (relation 3.3).

$$q = \frac{A_E}{A/q} \quad (3.3)$$

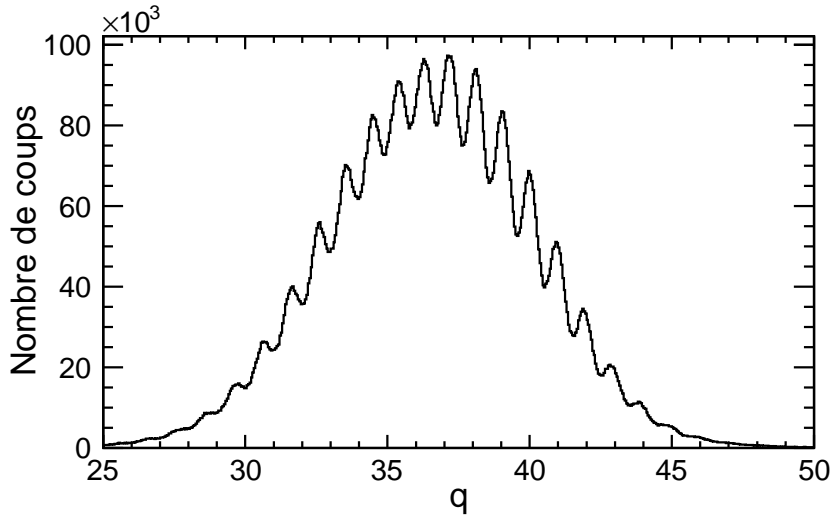


FIGURE 3.1 – Distribution en état de charge pour l'ensemble des données expérimentales.

On obtient alors la distribution en état de charge présentée sur la figure 3.1. La résolution (FWHM)  $R=0,87\%$  (pour  $q=37$ ) n'est cependant pas suffisante pour éviter une contamination d'un état de charge par les états de charge voisins. Cela induira alors une dégradation de la résolution dans le spectre en masse.

L'état de charge dépend à la fois de l'étalonnage en énergie, en vitesse et en rigidité magnétique comme le montre la relation 3.4.

$$q = \frac{A_E}{A/q} = \frac{2E/v^2}{B\rho/v} = \frac{2E}{vB\rho} \quad (3.4)$$

La résolution limitée d'une de ces grandeurs dégrade donc la résolution en état de charge. La résolution médiocre que l'on observe provient du fait qu'il existe des dépendances de l'état de charge au niveau de la vitesse et de la masse  $A_E$  (et donc de l'énergie) (voir les figures 3.2 et 3.3). Cela peut provenir des difficultés rencontrées lors de l'étalonnage en énergie des détecteurs silicium [Caamaño *et al.*, 2009b] ainsi que d'une mauvaise correction des aberrations dans la reconstruction de la trajectoire, faussant ainsi le calcul de la distance parcourue, et donc de la vitesse.

Pour ne pas dégrader la résolution en masse, nous avons alors choisi d'utiliser des sélections graphiques en état de charge. Pour effectuer nos sélections, nous avons regardé la dépendance de l'état de charge en fonction de l'énergie, de la vitesse et de la rigidité magnétique (voir la relation 3.4). Aucune dépendance n'est visible lorsque l'on trace  $q$  en fonction de  $B\rho$ . Une dépendance est cependant présente suivant les deux autres grandeurs.

La figure 3.2 représente l'évolution de l'état de charge  $q$  avec la vitesse dans le laboratoire du produit de fission  $v$ . Une légère dépendance de la valeur de l'état de charge avec la vitesse est observée. Les sélections correspondant aux états de charge 35 à 38 sont représentées sur la figure. Au total, nous avons réalisé des sélections de  $q=25$  à  $q=52$ .

L'état de charge présente également une dépendance avec la masse  $A_E$  comme le montre la figure 3.3. Nous avons ajouté sur cette figure les événements correspondant au contour  $q=34$  obtenus à partir de la sélection sur la figure 3.2. Une contamination est alors visible. Un autre jeu de sélections est alors obtenu à partir de cette figure.

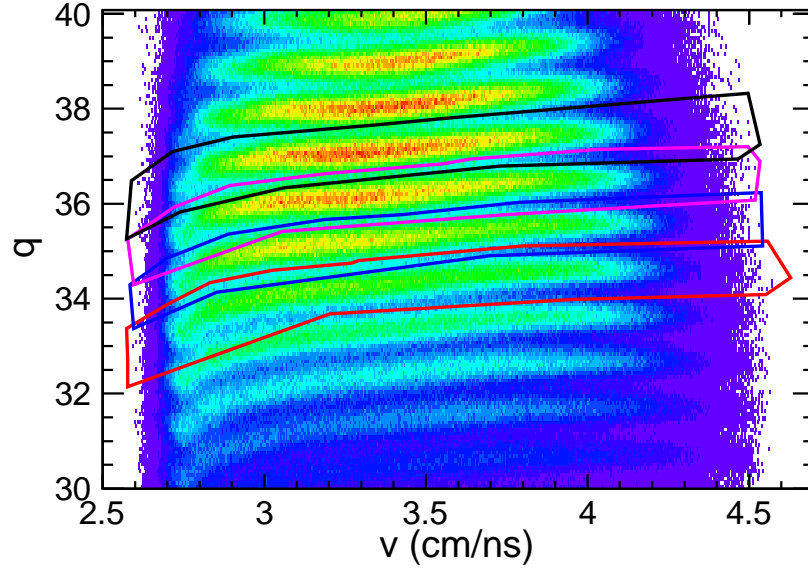


FIGURE 3.2 – Évolution de l'état de charge  $q$  en fonction de la vitesse de la particule dans le laboratoire  $v$ . Quatre sélections sont représentées :  $q=35$  (en rouge),  $q=36$  (en bleu),  $q=37$  (en violet) et  $q=38$  (en noir).

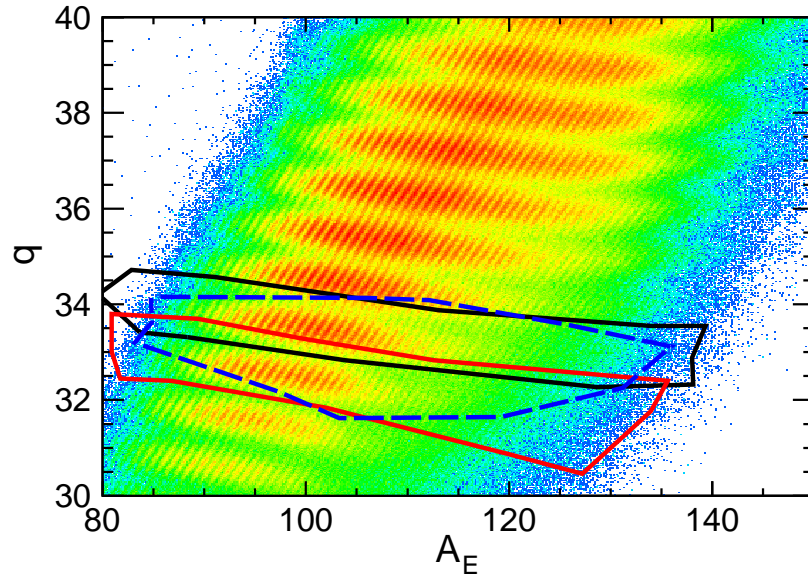


FIGURE 3.3 – Évolution de l'état de charge  $q$  en fonction de la masse issue de l'énergie  $A_E$ . Nous avons tracé les sélections correspondant à  $q=33$  (en rouge) et  $q=34$  (en noir). Le contour en pointillé bleu correspond aux événements correspondant à la condition  $q=34$  de la première sélection (voir la figure 3.2). Un mélange d'états de charge est alors visible.

Chaque événement étant caractérisé par une vitesse  $v$  et un état de charge  $q$  calculé à



partir du rapport  $A/q$  et de la masse issue de l'énergie  $A_E$ , il est possible de vérifier dans quel contour il est inclus. Afin de perdre le moins d'événements possibles, on effectue un recouvrement entre deux contours voisins et si les coordonnées d'un événement se situent à l'intérieur de deux contours alors on considère que l'événement correspond au  $q$  le plus petit. On obtient alors une valeur entière de l'état de charge ionique.

Nous faisons de même avec les coordonnées  $q$  et  $A_E$  et le deuxième jeu de sélections ce qui nous permet d'obtenir la valeur entière de l'état de charge lorsqu'il appartient en même temps au même  $q$  des deux groupes de sélections. Lorsqu'un événement appartient à deux sélections correspondant à deux valeurs différentes de  $q$ , l'état de charge prend la valeur de la sélection de la figure 3.3.

Pour vérifier la valeur de l'état de charge que nous avons déterminée lors des sélections, nous nous appuyons sur les spectres  $\gamma$ . Par exemple, la sélection rouge sur la figure 3.2 correspond à priori à la valeur 34 d'après la figure. L'étude des spectres  $\gamma$  permet en effet de vérifier cet étalonnage; une erreur de un état de charge entraîne une erreur de trois unités sur la masse de la particule. En sélectionnant un isotope  $^A X$ , nous avons remarqué que le spectre  $\gamma$  correspondait en fait à celui de l'isotope  $^{A+3}X$  (quelques spectres  $\gamma$  sont présentés dans la section 3.2). Ce décalage était présent sur l'ensemble des spectres  $\gamma$  ce qui nous a obligé à réestimer la valeur de l'état de charge qui était fournie par les sélections, en l'augmentant d'une unité.

### 3.1.2 Étalonnage de la masse

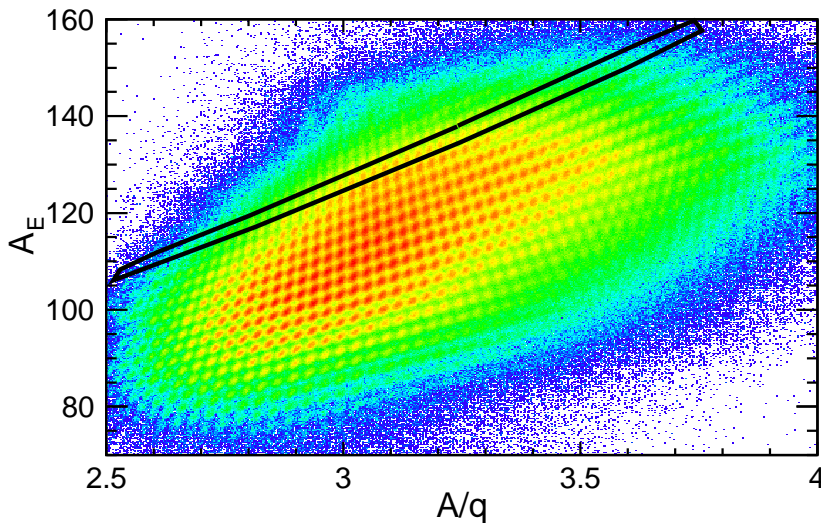
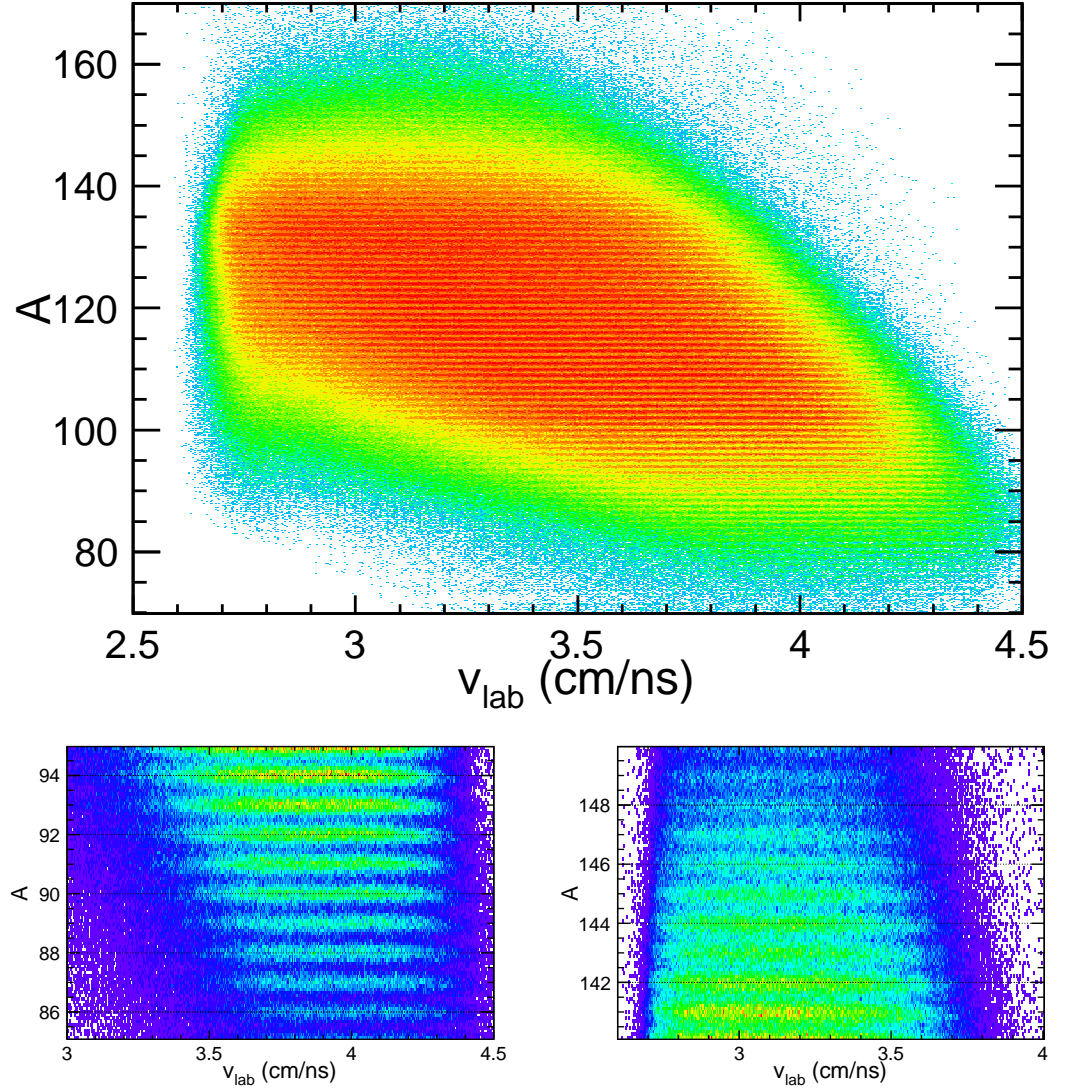


FIGURE 3.4 – Masse issue de l'énergie  $A_E$  en fonction du rapport  $A/q$ . Tous les événements inclus dans la sélection noire possèdent le même état de charge.

Sur la figure 3.4 qui représente la masse calculée à partir de l'énergie  $A_E$  en fonction du rapport  $A/q$ , tous les événements à l'intérieur de la sélection noire possèdent le même état de charge. La valeur de cet état de charge est connue d'après le travail présenté dans la section précédente ce qui nous permet de déterminer la distribution en masse en multipliant son rapport  $A/q$  par la valeur entière de l'état de charge  $q$ .

Il est alors nécessaire de réétalonner la distribution en masse. La masse est la seule grandeur pour laquelle on n'utilise aucune sélection ce qui montre la qualité de la reconstruction de la rigidité magnétique et de la distance parcourue (et donc de la vitesse). Aucune contamination de masses voisines n'a été décelée comme l'atteste par exemple la figure 3.5 où aucune dépendance avec la vitesse n'est observée.

Par contre, un léger décalage de l'étalonnage a été observé : les masses ne sont pas toujours centrées sur une valeur entière et une distante différente d'une unité entre deux masses a pu être observée, comme le montre la figure 3.6.



(a) Zoom sur la région de masse comprise entre 85 et 95.

(b) Zoom sur la région de masse comprise entre 140 et 150.

FIGURE 3.5 – Évolution de la masse des produits de fission en fonction de leur vitesse dans le référentiel du laboratoire.

Pour corriger l'étalonnage de la masse, on a procédé comme suit :

- relever la position des centroïdes des spectres en masse pour chaque run (voir la figure 3.7)
- tracer pour chaque run la valeur entière de  $A_{int}$  en fonction de sa valeur réelle  $A$  sur l'histogramme
- ajuster un polynôme sur la courbe obtenue
- relever les paramètres de l'ajustement pour corriger le décalage en  $A$  (voir la figure 3.8)

L'ajustement est effectué run par run afin d'obtenir la meilleure résolution possible. En effet, sur la figure 3.6, qui montre l'évolution de la masse non étalonnée avec le temps, de légères variations sont visibles. Une correction run par run permet de supprimer cette dépendance tout en centrant les pics sur des valeurs entières.

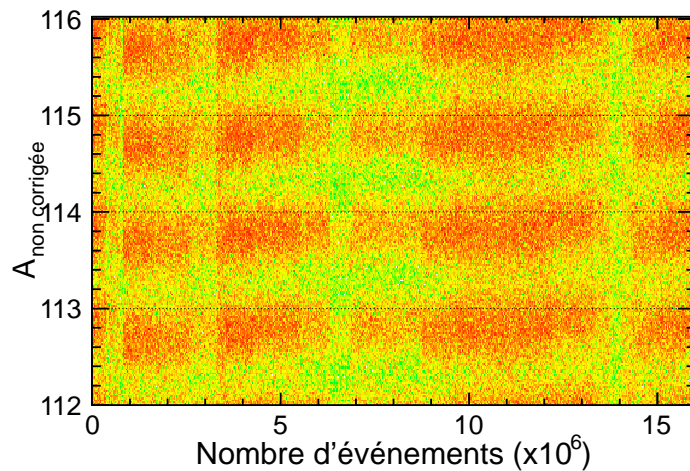


FIGURE 3.6 – Évolution de la masse non étalonnée avec le temps pour une région comprise entre  $A=112$  et  $116$ .

À l'aide d'un programme, on relève automatiquement la position de tous les pics présents sur un histogramme. La figure 3.7 montre deux exemples de recherches de pics qui utilisent ce programme. On observe sur cette figure que la recherche de pics peut être approximative suivant la statistique présente dans chaque run. Ainsi il est plus aisé de relever la position des pics dans le run 385 plutôt que dans le run 330.

On trace ensuite la position de chaque centroïde en fonction de sa valeur entière la plus proche. On obtient alors des points plus ou moins alignés selon la qualité de détection des centroïdes de l'étape précédente. Le résultat est visible sur la figure 3.8.

La figure 3.8a correspond aux données brutes obtenues juste après la recherche de position des centroïdes. On observe quelques décrochements, comme par exemple autour de  $A = 90$ . Cela correspond au fait que la valeur entière n'a pas été correctement calculée à partir du programme de recherche automatique. Un traitement automatique général est impossible dans la mesure où toutes les positions des pics ne sont pas relevées ; il est ainsi possible d'avoir un écart de plus d'une valeur de numéro atomique entre deux valeurs successives notamment pour les runs ayant peu de statistiques. Il est donc nécessaire de faire un traitement manuel pour attribuer une valeur entière cohérente avec les valeurs précédentes et suivantes.

On a choisi d'ajuster l'évolution des positions des centroïdes entiers avec celles des centroïdes déterminées automatiquement à l'aide d'un polynôme d'ordre 3. Lorsqu'il n'est pas possible d'effectuer une correction manuelle satisfaisante, on utilise les mêmes coefficients que pour le run précédent.

On a récupéré la valeur des paramètres de cet ajustement pour chaque run et on a corrigé

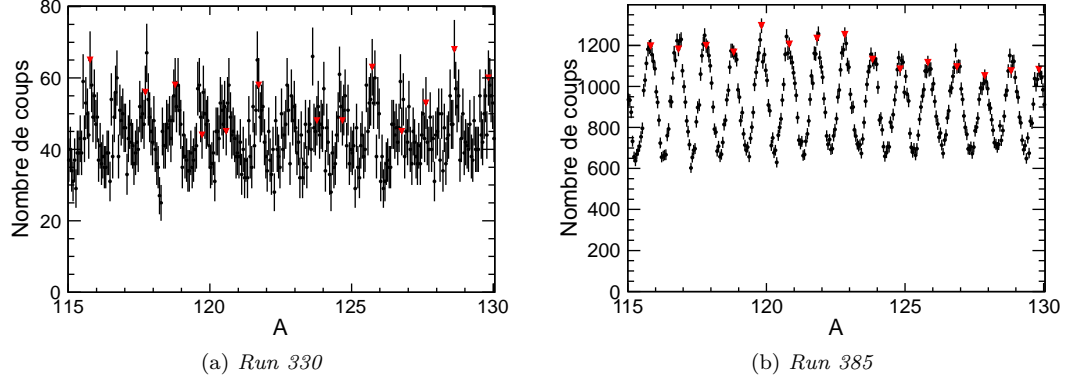


FIGURE 3.7 – La recherche automatique de pics est moins aisée dans des spectres avec peu de statistiques comme pour le run 330 (a) que pour ceux, comme le run 385 (b), avec beaucoup plus d'événements. Un zoom a été effectué entre  $A=115$  et  $130$  afin de rendre la figure plus claire.

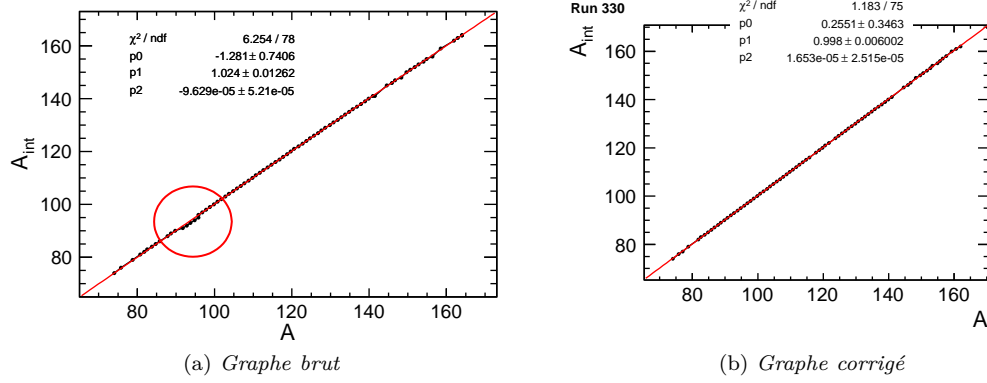


FIGURE 3.8 – À gauche : courbe brute obtenue directement après la recherche des centroïdes pour le run 330. À droite : courbe obtenue après vérification manuelle de tous les points pour le run 330.

la position du pic de la manière suivante :

$$A_{\text{corr}} = p_0 + p_1 A + p_2 A^2 + p_3 A^3 \quad (3.5)$$

Finalement, on obtient une distribution en masse de  $A \approx 70$  à  $A \approx 170$  pour l'ensemble de l'expérience. Il est difficile de montrer la résolution sur l'ensemble de la distribution. La figure 3.9 présente donc la distribution que l'on obtient pour les isotopes de l'étain — la sélection en numéro atomique est discutée dans la prochaine section — avec une résolution (FWHM) de 0,80% pour  $A=123$ .

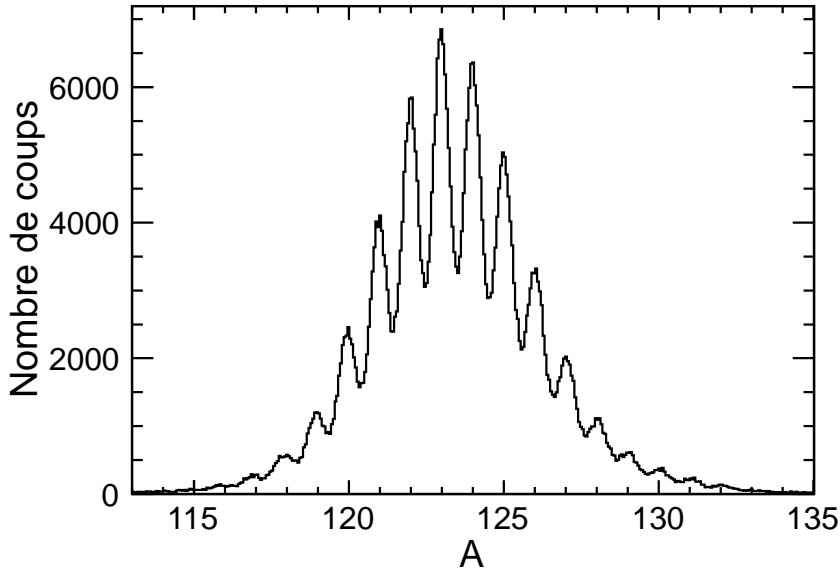


FIGURE 3.9 – Distribution en masse de l'élément Sn. La statistique correspond à l'ensemble de l'expérience.

### 3.1.3 Numéro atomique des fragments de fission, utilisation d'un modèle

Lorsque j'ai débuté ma thèse, l'identification du numéro atomique  $Z$  avait été commencée. J'ai repris ce travail et terminé cette identification. Pour cela, deux approches ont été utilisées. La première a été d'utiliser un modèle essayant de décrire l'évolution de la perte d'énergie d'un élément en fonction de son énergie. Ce modèle et les résultats que l'on a obtenus avec sont décrits juste après. La seconde approche, décrite dans la section 3.1.4, est fondée sur une technique de contour comme pour l'identification de l'état de charge.

#### 3.1.3.1 Principe de l'identification du numéro atomique

Dans la section 2.1.1, nous avons présenté la dépendance de la perte d'énergie  $\Delta E$  avec l'état de charge ionique  $q$  d'une particule traversant un milieu et la vitesse de cette particule  $\beta$  à l'aide de la relation 2.1. En effet, lorsqu'un ion traverse de la matière, il va interagir avec le milieu environnant principalement par collisions inélastiques avec les électrons périphériques des atomes de ce milieu. Ces interactions avec le milieu environnant font alors perdre à l'ion une partie de son énergie.

De manière simplifiée, la perte d'énergie est proportionnelle à  $q^2/v^2$ . Autrement dit, en exprimant la vitesse en fonction de l'énergie ( $E = \frac{1}{2}Av^2$ ), on a  $\Delta E \propto \frac{q^2A}{E}$ . Ainsi, si on trace la perte d'énergie des ions en fonction de leur énergie, les ions de même charge ionique — et dans une moindre mesure de même masse  $A$  — se regroupent le long d'une même hyperbole.

La figure 3.10 représente l'évolution de la perte d'énergie récoltée dans la chambre à ionisation en fonction de l'énergie résiduelle récoltée dans les détecteurs silicium. En plus du comportement en  $1/E$ , il apparaît sur cette figure l'évolution de l'état de charge de l'ion au fur et à mesure que sa vitesse diminue, car comme nous l'avons vu à l'équation 2.2 (section 2.1.1),  $q$  dépend de  $Z$  mais aussi de l'énergie.

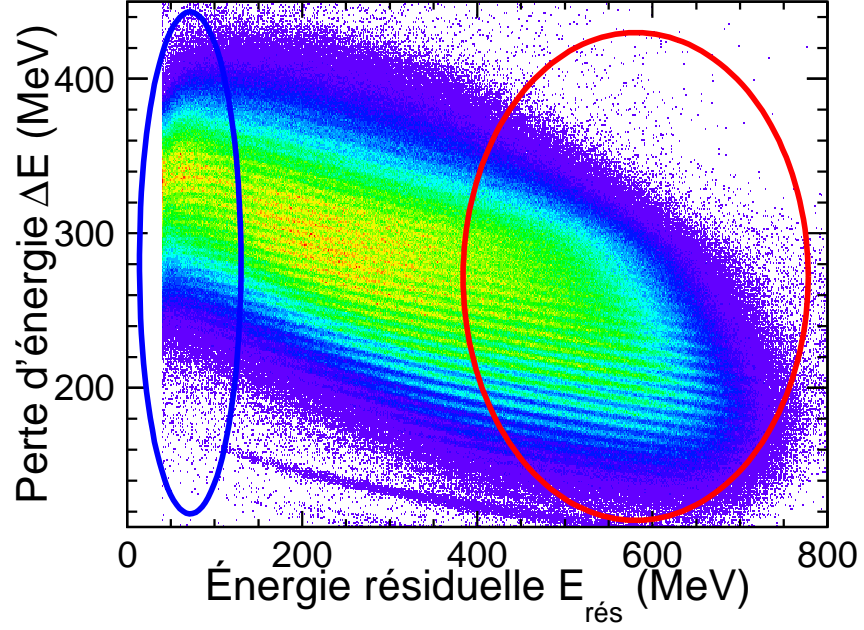


FIGURE 3.10 – Évolution de la perte d'énergie  $\Delta E$  en fonction de l'énergie résiduelle  $E_{rés}$  mesurée dans le mur de siliciums. Les noyaux possédant un même numéro atomique se regroupent le long d'une même ligne. La zone entourée de bleu correspond aux pertes d'énergie les plus importantes tandis que celle entourée de rouge aux pertes d'énergie modérées. Une coupure en énergie résiduelle a été appliquée afin de supprimer les événements situés dans le pic de Bragg (voir le texte pour les explications).

Afin de reproduire ce comportement, un petit modèle décrivant l'évolution de  $q$  avec  $v$  a été développé.

### 3.1.3.2 Description du modèle

Afin d'obtenir la meilleure résolution possible en numéro atomique  $Z$ , nous avons essayé de reproduire au mieux l'évolution de la perte d'énergie en fonction de l'énergie résiduelle des fragments de fission. Ainsi, si on arrive à reproduire le plus fidèlement possible cette évolution pour chaque valeur de  $Z$ , il sera possible d'utiliser les paramètres de cette fonction pour délimiter les différents numéros atomiques et extrapoler aux  $Z$  pour lesquels on possède peu de statistiques. Je décris maintenant l'idée générale qui nous a guidés pour reproduire les hyperboles sur lesquelles se regroupent les fragments possédant le même numéro atomique. Ensuite, je parlerai du traitement qui a suivi pour étalonner correctement le spectre en  $Z$  que l'on a obtenu et enfin je présenterai le résultat après les corrections effectuées.

Le modèle a été développé par K.-H. Schmidt [Schmidt, 2009]. Il s'inspire de la formule de Bethe-Block en estimant la perte d'énergie à partir de la relation suivante :

$$\Delta E = CDE \frac{q^2}{v^{V_{exp}}} \quad (3.6)$$

où  $q$  désigne l'état de charge du fragment de fission et  $v$  sa vitesse. Deux paramètres sont présents : **CDE** permet de prendre en compte de manière simplifiée les autres termes de la

formule de Bethe-Block, tandis que **Vexp** permet de reproduire la courbure qui intervient au niveau du pic de Bragg.

Le calcul de la perte d'énergie nécessite donc de connaître la vitesse ainsi que l'état de charge de l'ion.

### 3.1.3.2.a Estimation de la valeur de l'état de charge ionique

Le calcul de l'état de charge repose sur la relation 3.7 proposée par Bohr [Bohr, 1941] qui dépend de la vitesse  $v$  et du numéro atomique  $Z$  du produit de fission.

$$q_1 = Z^{\frac{1}{3}} \frac{v}{v_0} \quad (3.7)$$

$v_0$  est la vitesse de Bohr définie par la relation  $v_0 = \frac{e^2}{2\epsilon_0 h} \simeq 0,22$  cm/ns. La formule précédente est valable uniquement pour les vitesses  $v$  comprises entre  $v_0$  et  $Z^{\frac{1}{3}}v_0$  [Bohr, 1948]. Cependant, les fragments de fission que l'on a obtenus expérimentalement ont une vitesse comprise entre 2,5 et 4,5 cm/ns. Les produits de fission atteignent donc des vitesses supérieures à  $Z^{\frac{1}{3}}v_0$  ce qui se traduit dans l'équation 3.7 par un état de charge  $q_1$  supérieur au numéro atomique  $Z$ . Afin de déterminer correctement l'état de charge  $q$  pour les vitesses importantes, nous avons utilisé l'expression 3.8.

$$\frac{1}{q_{\text{corr}}} = \frac{1}{q_1} + \frac{1}{Z} \quad (3.8)$$

Avec cette expression, lorsque l'état de charge  $q_1$  calculé précédemment devient trop grand, c'est-à-dire pour les vitesses importantes,  $\frac{1}{q_1}$  tend vers 0 et on obtient donc un état de charge corrigé  $q_{\text{corr}}$  égal à  $Z$ .

On applique ensuite une correction empirique sur cet état de charge afin de tenir compte des effets de couches électroniques. L'idée est de prendre en compte l'influence du nombre d'électrons de valence de l'ion sur la section efficace d'interaction ion-électron. Plus le nombre d'électrons de valence est petit, plus il est facile de les arracher au cortège électronique, ce qui se traduit par un état de charge plus grand. Par contre, lorsque le nombre d'électrons de valence augmente pour se rapprocher de la couche électronique supérieure, alors il est de plus en plus difficile d'arracher les électrons de valence, qui tendent à garder une couche électronique remplie. L'état de charge ionique sera donc diminué par rapport au modèle de Bohr.

La figure 3.11 montre l'évolution du nombre de couches électroniques fermées en fonction du nombre d'électrons. Pour les couches  $N_{\text{couche}} > 3$ , une excellente approximation est obtenue avec une exponentielle

$$N_{\text{couche}} = N_{e^-}^{\text{SHELLEXP}} \quad (3.9)$$

avec **SHELLEXP** = 0,4. Ce régime de validité est convenable avec l'expérience où l'on a en général  $N_{e^-} \approx 10$ .

Le nombre de couches entièrement fermées étant connu, on détermine ensuite le nombre d'électrons de valence

$$N_{\text{valence}} = N_{\text{couche}} - E(N_{\text{couche}}) \quad (3.10)$$

où  $E(N_{\text{couche}})$  représente le nombre d'électrons des couches électroniques fermées. On définit enfin  $q_{\text{shift}}$  le décalage à appliquer à l'état de charge  $q_{\text{corr}}$  calculé avec la relation 3.8 afin de tenir compte du nombre d'électrons de valence. Ce décalage est défini par :

$$q_{\text{shift}} = \text{SHELLFAC} \sin(2\pi N_{\text{valence}}) \quad (3.11)$$

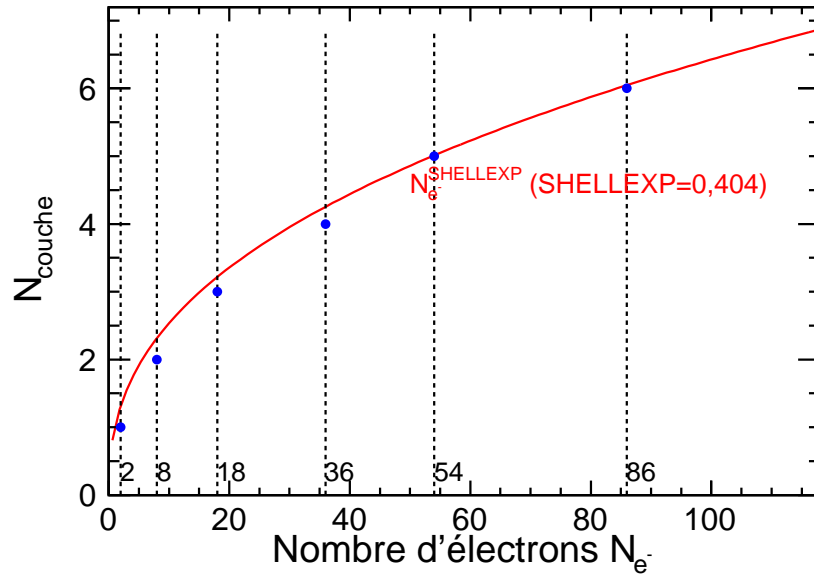


FIGURE 3.11 – Évolution du remplissage des couches électroniques avec le nombre d'électrons.

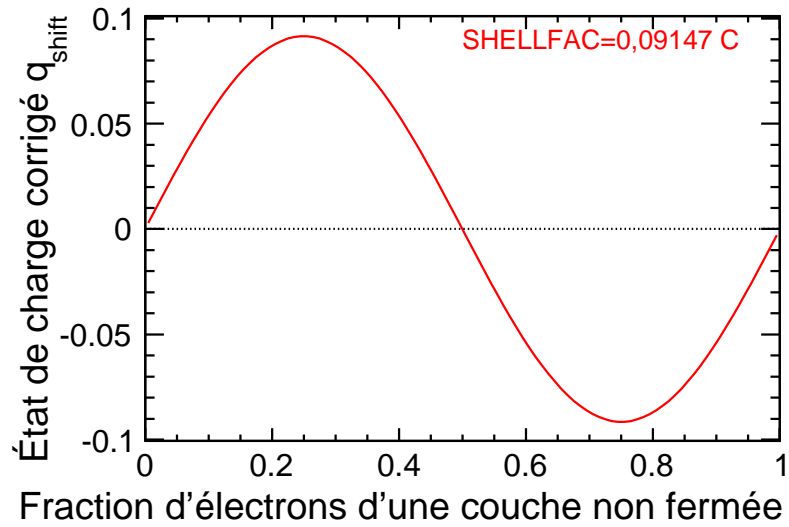


FIGURE 3.12 – Évolution de la correction de l'état de charge en fonction du degré de remplissage d'une couche électronique.

Cette fonction est représentée sur la figure 3.12.

La fonction sinus permet de moduler positivement l'état de charge  $q_{\text{corr}}$  lorsque le remplissage est inférieur à la moitié d'une couche et négativement lorsque le remplissage s'approche de la fermeture de couche. On introduit ici un nouveau paramètre **SHELLFAC** qui permet de moduler l'influence de la fermeture de couches électroniques.



On obtient alors la valeur de l'état de charge avec la relation

$$q = q_{\text{corr}} + q_{\text{shift}} \quad (3.12)$$

### 3.1.3.2.b Estimation de la vitesse

Nous avons estimé la valeur de l'état de charge en fonction du numéro atomique et de la vitesse d'un ion. Nous pouvons revenir à l'équation 3.6 afin d'évaluer la perte d'énergie que subit un ion disposant de l'état de charge que nous venons de calculer et d'une vitesse  $v$ .

Lorsque cette méthode a été développée, la vitesse des fragments n'était pas encore étalonnée; seules les pertes d'énergie  $\Delta E$  dans la chambre à ionisation ainsi que l'énergie résiduelle provenant du mur de siliciums l'étaient. La vitesse a donc été déterminée à partir de l'énergie résiduelle. Bien que moins précise en valeur absolue, la méthode décrite ci-dessous permet de prendre en compte l'évolution de la vitesse avec la perte d'énergie dans la chambre à ionisation. Utiliser la vitesse mesurée présenterait également des approximations puisque la mesure de la vitesse se fait avant la chambre à ionisation. La vitesse du fragment est déterminée à l'aide de la relation 3.13.

$$v = \sqrt{\frac{2E_{\text{rés}}}{931,494 A C E}} c \quad (3.13)$$

$A$  est la masse du fragment et  $E_{\text{rés}}$  son énergie résiduelle. Pour déterminer cette masse, on a utilisé l'hypothèse *UCD* (*Unchanged Charge Density*), selon laquelle le rapport  $A/Z$  des fragments est égal à celui du noyau fissionnant. Ainsi le rapport  $A/Z$  du  $^{250}_{98}\text{Cf}$  vaut 2,55. La masse des fragments est donc égale à  $A=2,55 Z$ . Enfin,  $CE$  est un nouveau paramètre qui permet entre autres de corriger la mauvaise évaluation de la vitesse du fragment étant donné que l'énergie résiduelle est utilisée à la place de l'énergie totale.

On sépare alors le calcul de la perte d'énergie en deux parties, suivant que la vitesse est petite ou grande, pour tenir compte de la différence de régime de la perte d'énergie.

### Pertes d'énergie modérées et importantes

Dans le cas où l'ion a perdu une quantité limitée d'énergie dans la chambre à ionisation (zone rouge sur la figure 3.10), on détermine la perte d'énergie  $\Delta E_{\text{th1}}$  directement à partir de la relation 3.6. Le calcul de la vitesse (relation 3.13) est effectué en prenant  $E$  comme étant égal à l'énergie résiduelle  $E_{\text{rés}}$  (on néglige la contribution de la perte d'énergie). Cette énergie résiduelle est au préalable corrigée en lui ajoutant un paramètre d'offset **EOFFS** ( $E_{\text{rés}}^{\text{corr}} = E_{\text{rés}} - \text{EOFFS}$ ).

Pour les pertes d'énergie importantes, le calcul de la perte d'énergie  $\Delta E_{\text{th2}}$  s'effectue par itération. On calcule une première valeur de la vitesse à partir de l'énergie résiduelle  $E_{\text{rés}}$  suivant la formule 3.13 qui permet de donner une première estimation de la perte d'énergie à l'aide de la relation 3.6. La vitesse est ensuite recalculée en ajoutant à l'énergie résiduelle la perte d'énergie que l'on vient de calculer. On recommence jusqu'à ce que le calcul de la perte d'énergie ait convergé. Le tableau 3.1 indique la valeur de la perte d'énergie en fonction du nombre d'itérations. On s'aperçoit que l'on converge très rapidement (2 ou 3 itérations) vers la valeur finale  $\Delta E_{\text{th2}}$ .

### 3.1.3.2.c Estimation de la perte d'énergie

On introduit maintenant un paramètre **DEFAC** permettant de pondérer l'importance des deux pertes d'énergies ( $\Delta E_{\text{th1}}$  et  $\Delta E_{\text{th2}}$ ). **DEFAC** étant un pourcentage, sa valeur

Itération	1	2	3	4	5
$v$ (cm.ns <sup>-1</sup> )	6,388 97	6,357 98	6,359 60	6,359 52	6,359 52
$\Delta E_{th2}$ (MeV)	146,815	147,279	147,255	147,256	147,256
$q$ (e)	27,388 97	27,315 3	27,217 4	27,317 3	27,317 3

Tableau 3.1 – Évolution de la valeur de différents paramètres en fonction du nombre d'itérations.

doit être comprise entre 0 et 1. On obtient alors la perte d'énergie totale à l'aide de la relation suivante

$$\Delta E = (1 - DEFRAC)\Delta E_{th1} + DEFRAC\Delta E_{th2} + DEOFFS \quad (3.14)$$

On introduit alors un dernier paramètre, **DEOFFS**, correspondant à un offset qui peut exister sur la perte d'énergie.

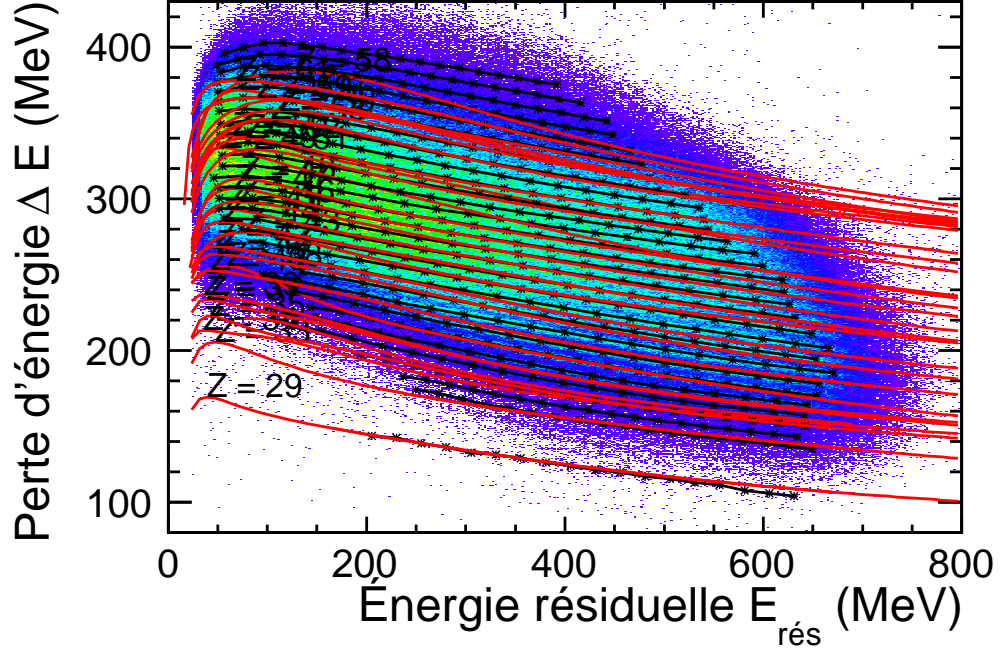


FIGURE 3.13 – Les lignes rouges correspondent aux tentatives d'ajustement pour chaque numéro atomique. Les points noirs correspondent aux crêtes des lignes de perte d'énergie.

#### Ajustement des paramètres

Au final, on dispose donc de 9 paramètres : **Z**, **CE**, **CDE**, **Vexp**, **DEFRAC**, **SHELLFAC**, **EOFFS** et **DEOFFS** (**SHELLEXP** est fixé à 0,404). L'idée est d'ajuster les paramètres de ce modèle sur les données expérimentales. Pour ce faire, nous avons déterminé un graphe qui suit la crête de chaque hyperbole. La valeur du numéro atomique associée à chaque graphe est déterminée à partir de la présence de <sup>29</sup>Cu qui provient des diffusions

élastiques du faisceau sur l'électrode d'un détecteur placé au niveau de la cible qui visait à déclencher la mesure d'un temps de vol.

On a tout d'abord tenté d'effectuer un ajustement global de chacun des paramètres sur chaque graphe. La figure 3.13 montre le résultat de cet ajustement. Le résultat étant loin d'être satisfaisant, nous avons adopté une démarche qui consiste à établir une dépendance de tous les paramètres en fonction du seul paramètre  $Z$ . Pour cela, nous avons ajusté chaque paramètre un à un sur un polynôme d'ordre restreint. L'idée est de faire varier les différents paramètres de façon cohérente et continue avec  $Z$ .

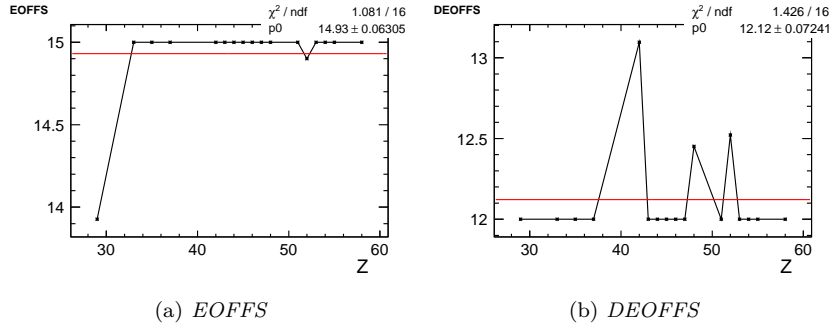


FIGURE 3.14 – Valeurs que prennent les paramètres **EOFS** (a) et **DEOFS** (b) pour chaque valeur de  $Z$ . On fixe la valeur de ces deux paramètres par une valeur moyenne.

Tout d'abord, les deux paramètres d'offsets **EOFS** et **DEOFS** sont fixés à partir de la moyenne de toutes les valeurs obtenues (voir la figure 3.14). On obtient les deux valeurs suivantes

- EOFS = 14,93 MeV
- DEOFS = 12,12 MeV

On a choisi de fixer les offsets par une constante car il n'y a pas de raison pour que leurs valeurs dépendent du fragment étudié étant donné que le décalage est lié à l'électronique. Une fois que les offsets sont fixés, on refait tourner le programme d'ajustement et on trace l'ensemble des paramètres en fonction de  $Z$ .

Les différents paramètres sont ajustés les uns à la suite des autres, dans un ordre arbitraire, suivant que leur évolution avec  $Z$  à un moment donné s'ajuste globalement bien avec un polynôme. Les ajustements successifs sont représentés sur la figure 3.15.

On obtient ainsi

- $CE = 3,8 \cdot 10^{-3} Z + 3,2 \cdot 10^{-1}$
- $V_{exp} = 3,6 \cdot 10^{-3} Z + 1,1$
- $CDE = -3,83 \cdot 10^{-4} Z^2 + 3,39 \cdot 10^{-2} Z + 1,04$
- $DEFRAC = 2,09 \cdot 10^{-3} Z^2 - 2,12 \cdot 10^{-1} Z + 5,60$

### 3.1.3.3 Résultats

Nous disposons maintenant de 8 paramètres qui dépendent uniquement de  $Z$ . Les fonctions résultantes calculées pour chaque  $Z$  sont présentées sur la figure 3.16 de  $Z=34$  à 60. L'accord entre les crêtes des hyperboles (en noir) et les fonctions (en rouge) est particulièrement bon. Malheureusement, un défaut d'ajustement persiste dans la région des grands numéros atomiques pour  $E_{rés} > 400$  MeV. Nous n'avons pas réussi à corriger ce problème qui provient de l'ajustement des différents paramètres de la fonction de perte d'énergie ; les

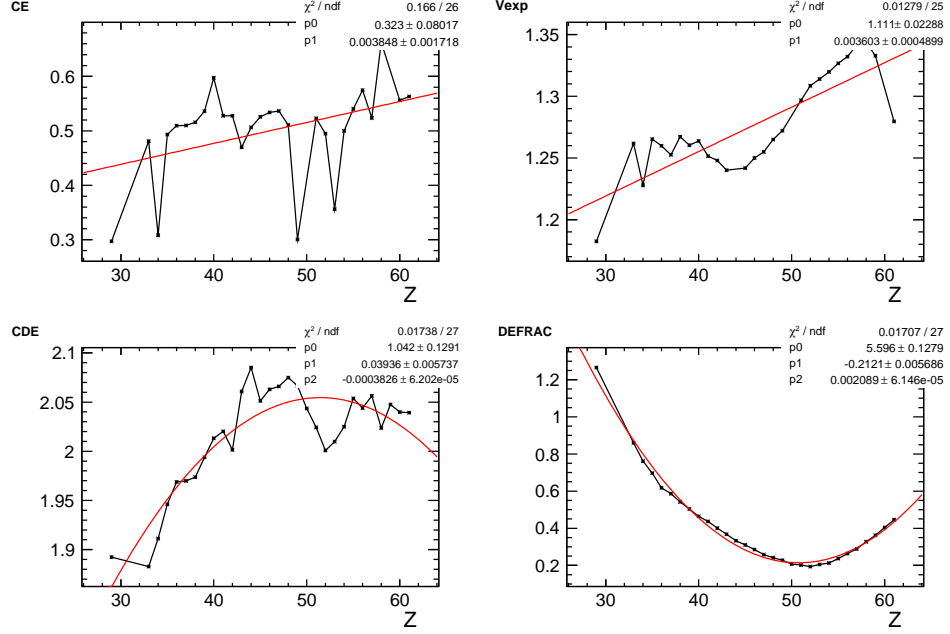


FIGURE 3.15 – Évolution des différents paramètres suite à la définition des précédents. Dans l'ordre, nous avons fixé **SHELLEXP**, les offsets **EOFFS** et **DEOFFS** (voir figure 3.14), **SHELLFAC**, **CE** (en haut à gauche), **Vexp** (en haut à droite), **CDE** (en bas à gauche) et enfin **DEFRAC** (en bas à droite).

fonctions présentées sur cette figure correspondent au meilleur jeu de paramètres que l'on a obtenu.

### Distribution en numéro atomique

Chaque événement a une perte d'énergie  $\Delta E$  et une énergie résiduelle  $E_{\text{rés}}$  associée. On détermine alors de quelle courbe la perte d'énergie mesurée est la plus proche pour cette énergie résiduelle à l'aide d'une méthode par dichotomie ce qui nous donne une valeur entière du numéro atomique.

Pour déterminer un spectre continu en  $Z$ , il faut estimer la distance du point expérimental ( $\Delta E$ ,  $E_{\text{rés}}$ ) avec la courbe la plus proche. Pour cela, nous utilisons la formule 3.15.

$$Z = Z_{\text{int}} + \frac{\sqrt{\Delta E} - \sqrt{\Delta E_1}}{\sqrt{\Delta E_2} - \sqrt{\Delta E_1}} \quad (3.15)$$

où  $Z$  désigne le numéro atomique réel (au sens mathématique du terme) et  $\Delta E_1$  et  $\Delta E_2$  les pertes d'énergie calculées par le modèle, pour le  $Z$  inférieur et le  $Z$  supérieur, qui encadrent la perte d'énergie expérimentale.

Il est ensuite nécessaire d'étalonner la distribution en  $Z$  avec la technique présentée dans la section 3.1.2 :

$$Z_{\text{corr}} = aZ + b \quad (3.16)$$

Les paramètres  $a$  et  $b$  sont déterminés pour chaque run de l'expérience.

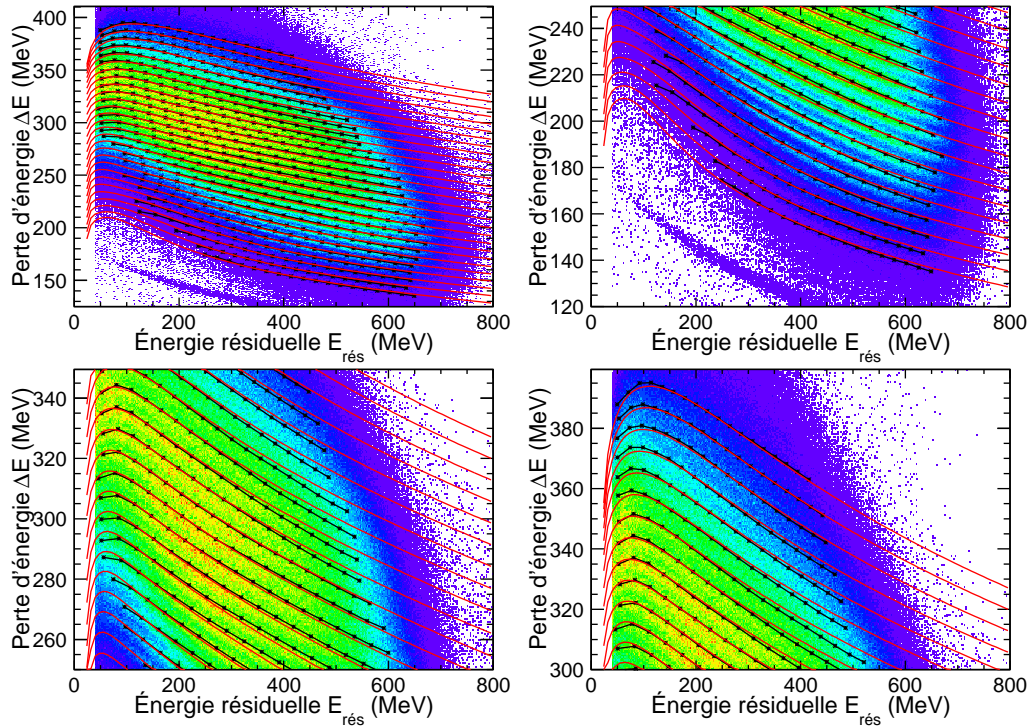


FIGURE 3.16 – Ajustement que l'on obtient avec le jeu de paramètres final. Les courbes rouges indiquent le résultat du calcul du modèle pour des  $Z$  allant de 34 à 60. Les runs 295 à 412 sont utilisés.

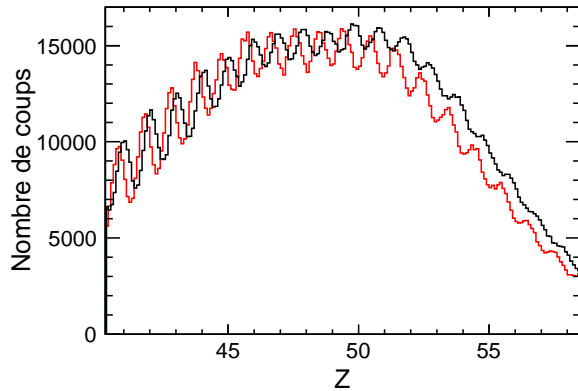


FIGURE 3.17 – Distribution en numéro atomique pour la première partie de l'expérience (runs 295 à 359) en rouge et pour la fin de l'expérience (runs 377 à 412) en noir. Globalement, la perte d'énergie a bougé entre le début et la fin de l'expérience.

En effet, la position des centroïdes des pics associés à chaque numéro atomique ne se trouve pas forcément sur une valeur entière. Cela est dû à des imperfections du modèle à reproduire, sur l'ensemble de la plage en énergie, l'évolution de la perte d'énergie.

Par ailleurs, on a observé que l'étalonnage de la perte d'énergie avait bougé au cours de l'expérience probablement à cause de dérives de la pression. Ainsi on observe un décalage sur les spectres en  $Z$  entre les runs inférieurs à 360 et les runs supérieurs à 375 (voir figure 3.17).

Une fois l'étalonnage correctement effectué, nous avons obtenu finalement la distribution

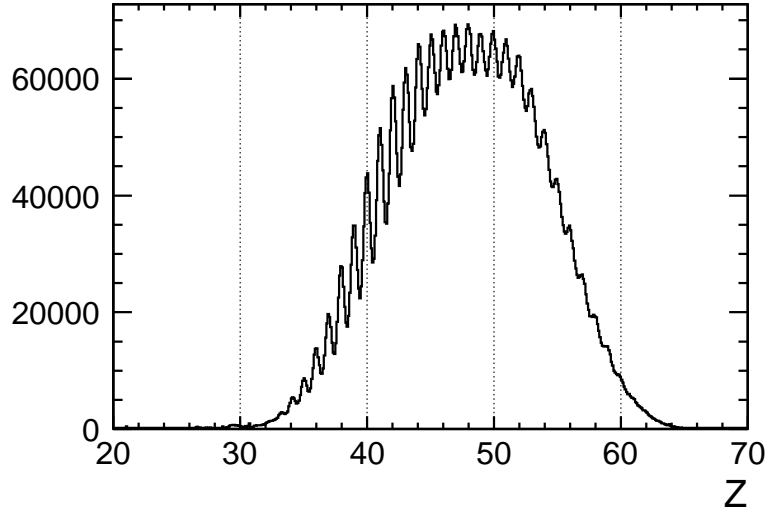


FIGURE 3.18 – *Spectre en Z pour l'ensemble de l'expérience (runs 295 à 412) soit environ 16 millions d'événements.*

en numéro atomique présentée sur la figure 3.18. La résolution (FWHM) vaut  $R=2,11\%$  pour  $Z=50$  ce qui est une valeur limite pour identifier des numéros atomiques autour de  $Z=50$ .

Nous avons vérifié si le fait d'utiliser une approximation sur la masse (déterminée à partir du rapport  $A/Z$  du  $^{250}\text{Cf}$ ) avait des conséquences sur la valeur du numéro atomique. La figure 3.19 ne montre aucune dépendance du  $Z$  avec la masse expérimentale ce qui permet de valider notre approximation.

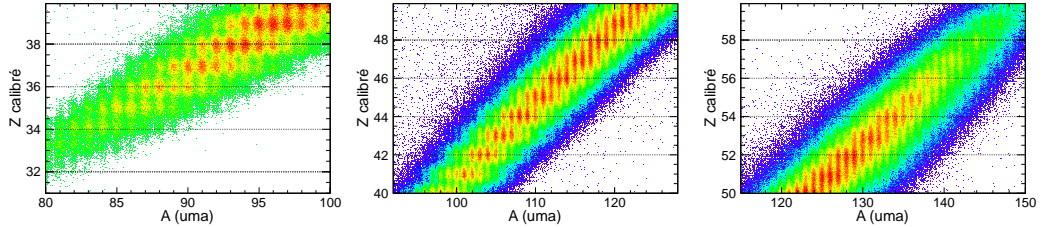


FIGURE 3.19 – *Évolution de la charge Z en fonction de la masse expérimentale A pour l'ensemble de l'expérience (runs 295 à 412) soit environ 16 millions d'événements pour différentes régions.*

Le seul défaut qui existe dans notre étalonnage provient du fait que le numéro atomique  $Z$  présente une dépendance en fonction de l'énergie (voir les figures 3.16 et 3.20). Cela correspond à une mauvaise description de la perte d'énergie vers le pic de Bragg ainsi que pour les grandes énergies et les grands numéros atomiques. Malgré nos efforts, nous ne sommes pas arrivés à corriger cette dépendance qui avait pour conséquence de dégrader la résolution.

Cela nous a alors amené à utiliser une autre méthode pour déterminer le numéro atomique

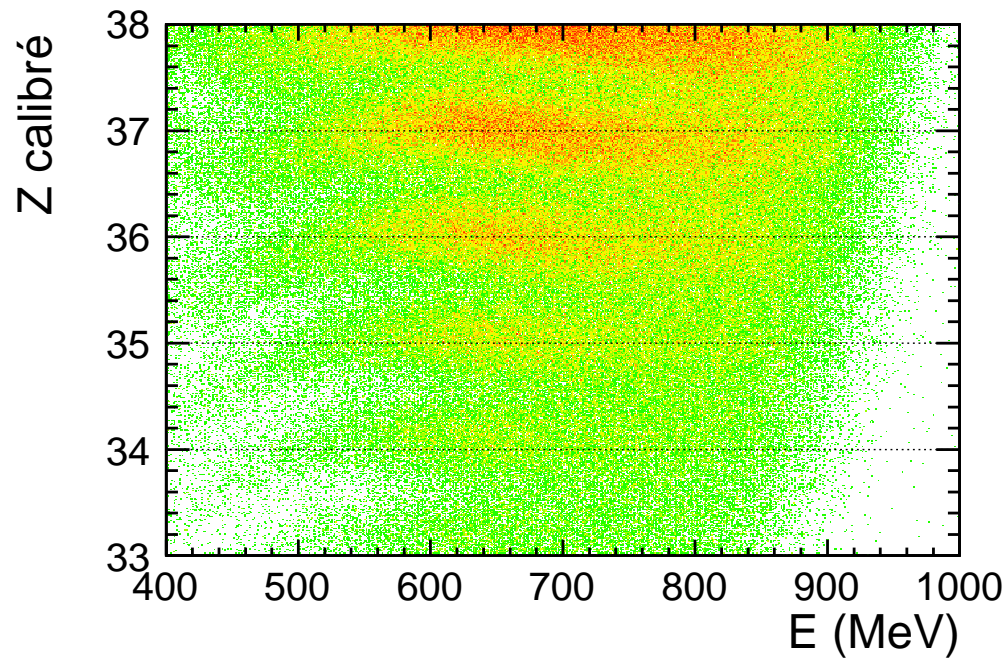


FIGURE 3.20 – Évolution de  $Z$  en fonction de l'énergie  $E$  pour l'ensemble de l'expérience (runs 295 à 412) soit environ 16 millions d'événements.

basée sur des contours.

### 3.1.4 Numéro atomique des fragments de fission, utilisation de contours

Le principe est d'utiliser des contours graphiques qui regroupent les événements qui ont le même numéro atomique.

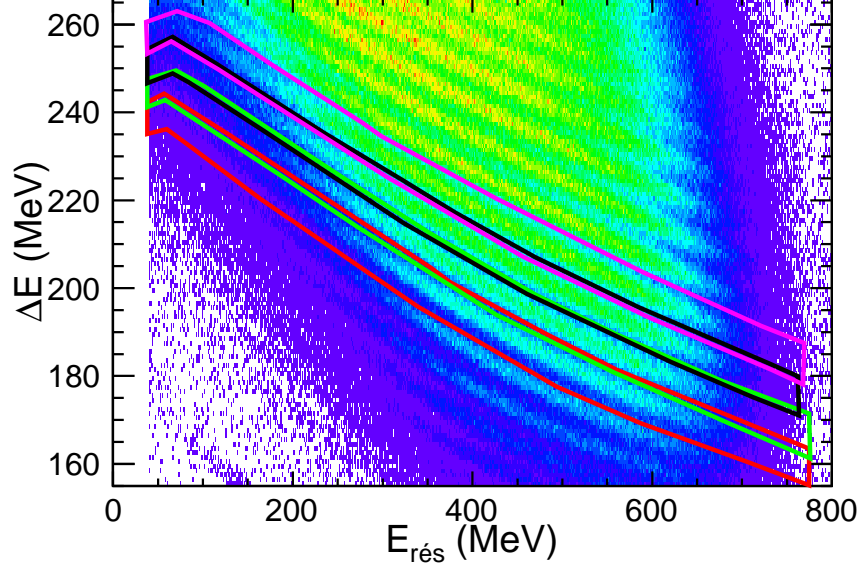


FIGURE 3.21 – Visualisation des sélections correspondant à  $Z=38$  (en rouge), à  $Z=39$  (en vert), à  $Z=40$  (en noir) et à  $Z=41$  (en mauve) sur un histogramme représentant la perte d'énergie  $\Delta E$  en fonction de l'énergie résiduelle d'un ion  $E_{rés}$ . Une coupure pour  $E_{rés} < 40$  MeV a été appliquée afin de supprimer les événements présents dans le pic de Bragg.

Les sélections ont été effectuées pour les numéros atomiques compris entre 30 et 64 inclus. Les sélections correspondant à  $Z$  compris entre 38 et 41 sont présentées sur la figure 3.21. Une fois les sélections effectuées, la valeur du numéro atomique est attribuée événement par événement avec la même méthode que celle présentée pour l'état de charge dans la section 3.1.1. Cette méthode nous donne une valeur entière du numéro atomique mais il est également intéressant de retrouver une distribution en  $Z$  continue afin d'estimer la résolution que l'on obtient avec cette méthode. Cela s'effectue en deux étapes.

Tout d'abord, au sein de chaque contour, la crête de statistique maximale est déterminée sur un ensemble de 40 points (voir la figure 3.22). L'espace entre deux points consécutifs du graphe est interpolé à l'aide d'une droite.

Ensuite, pour chaque événement déterminé par  $\Delta E$ ,  $E_{rés}$ , sa distance par rapport aux deux droites d'interpolation qui l'encadrent est déterminée de façon géométrique dans le plan  $(\Delta E, E_{rés})$ . Comme les lignes ne sont pas équidistantes en tout point, une procédure a été développée de façon à estimer le plus précisément possible la distance d'un événement aux graphes de référence.

La figure 3.23 permet d'expliquer de manière schématique la procédure suivie. Un événement se situe entre deux droites correspondant à un  $Z$  inférieur et un  $Z$  supérieur ; elles sont représentées par les couleurs rouge ( $Z$  inférieur) et noire ( $Z$  supérieur). L'événement dont on veut évaluer la distance par rapport à ces deux droites est représenté par le point A. On détermine l'équation des droites (AB) et (AC) qui coupent perpendiculairement les droites rouge et noire respectivement. On détermine ensuite l'équation de la droite (BC) à partir



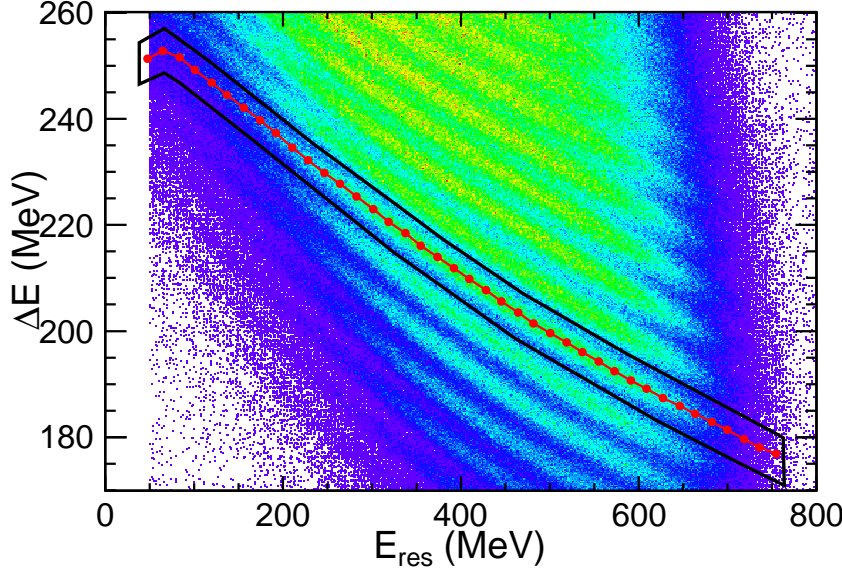


FIGURE 3.22 – La sélection des événements correspondant à  $Z=40$  est représentée en noir et le graphe associé en rouge sur un histogramme représentant la perte d'énergie  $\Delta E$  en fonction de l'énergie résiduelle d'un ion  $E_{\text{res}}$ . Voir le texte pour les explications.

des coordonnées des points B et C. On obtient ces coordonnées en trouvant l'intersection des droites (AB) (et (AC)) et (P1P2) (et (P3P4)).

On définit ensuite une droite (DE) parallèle à la droite (BC) et qui passe par le point A. Son coefficient directeur est identique à celui de la droite (BC) et son ordonnée à l'origine s'obtient en utilisant les coordonnées du point A.

Le rapport entre la longueur AE et la longueur DE permet alors de déterminer une valeur continue du numéro atomique simplement par la formule 3.17.

$$Z = Z_{\text{inférieur}} + \frac{AE}{DE} \quad (3.17)$$

Tous les cas de figures où le point A est situé au-delà des points limites des graphes (énergie résiduelle trop faible ou trop importante) ne sont pas traités et la valeur de Z est alors fixée à 0.

### Amélioration de la résolution

La figure 3.24 présente la résolution en Z que l'on obtient avec les deux méthodes. La distribution noire correspond à la résolution que l'on obtient avec la méthode utilisant des contours en Z tandis que la distribution rouge correspond à celle que l'on obtient à partir du modèle présenté dans la section 3.1.3. L'amélioration de la résolution, notamment pour les Z supérieurs à 50, est particulièrement visible. On passe ainsi d'une résolution (FWHM) de 2,11% pour  $Z=50$  dans le premier cas à une résolution de 1,48% toujours pour  $Z=50$  avec la seconde méthode. C'est donc cette méthode qui sera utilisée par la suite.

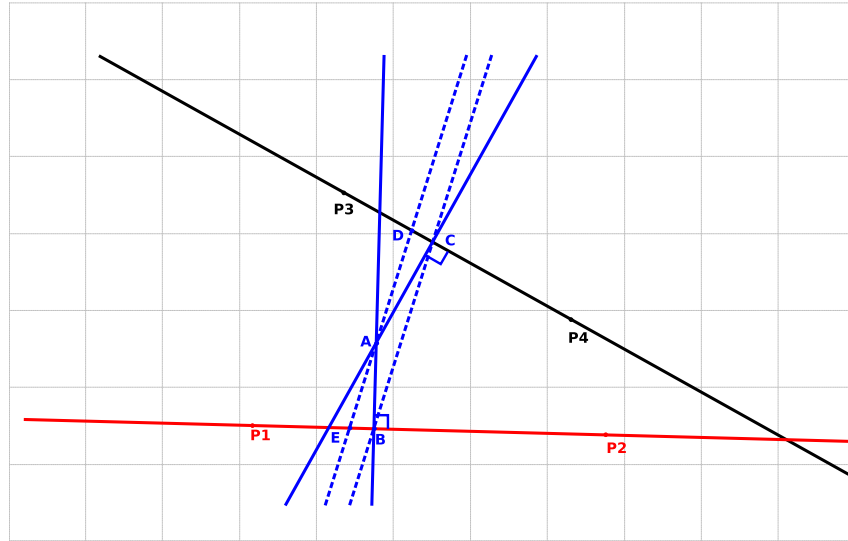


FIGURE 3.23 – Les droites noire et rouge représentent deux graphes associés à deux  $Z$  consécutifs. Elles se coupent volontairement pour rendre le dessin plus clair même si ce n'est pas le cas dans la réalité. Le point  $A$  correspond à un événement qui a une perte d'énergie et une énergie qui le placent entre deux  $Z$ . Les droites  $(BA)$  et  $(CA)$  correspondent respectivement aux droites perpendiculaires à la droite associée au  $Z$  inférieur (en rouge) et à celle associée au  $Z$  supérieur (en noir). Enfin, la droite  $(DE)$  est une droite perpendiculaire à  $(BC)$  et passant par  $A$ .

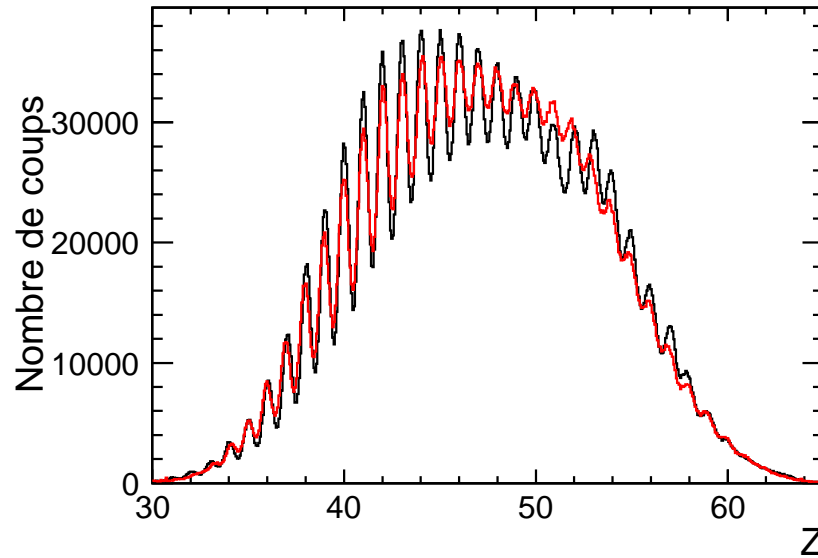


FIGURE 3.24 – Distribution en numéro atomique obtenue avec les deux méthodes pour l'ensemble de l'expérience : en rouge, la méthode reposant sur le modèle présenté dans la section 3.1.3 et en noir la méthode qui utilise des contours présentée dans cette section.

## 3.2 Vérification de l'identification

Après avoir calibré la masse  $A$  et le numéro atomique  $Z$  des fragments de fission, nous avons voulu vérifier que ces étalonnages étaient corrects. Pour cela, nous avons utilisé les données relatives aux rayons gamma. Chaque noyau possède un spectre gamma qui lui est propre. Il est donc possible d'identifier avec précision un noyau particulier à partir des rayons gamma qu'il a émis.

### 3.2.1 Description du système de détection des rayonnements $\gamma$

Dans l'expérience e516, deux détecteurs germanium (*clover*) de l'ensemble EXOGAM [Azaiez, 1999] ont été utilisés pour collecter les rayons gamma issus de la désexcitation des fragments de fission. Ils étaient placés au niveau de la cible afin de détecter les rayons  $\gamma$  émis en vol par les fragments de fission. Chaque détecteur est composé de quatre cristaux qui sont eux-mêmes divisés en quatre (*gocce*). L'énergie déposée dans chaque cristal (à l'intersection des quatre sous-divisions) est appelée ECC (pour Energy Contact Central). Des détecteurs anti Compton (BGO et CsI) ont également été utilisés autour de chaque détecteur germanium.

Le travail d'analyse des rayons gamma a été effectué par A. Shrivastava [Shrivastava *et al.*, 2009]. Nous avons repris son travail et je propose d'en expliquer ici les grandes lignes et la manière dont sont calculées les variables qui nous intéressent.

#### 3.2.1.1 Correction de l'effet Doppler

Les rayons  $\gamma$  sont émis en vol par les fragments de fission qui se déplacent à une vitesse d'environ 10% de celle de la lumière. Afin d'améliorer la résolution des spectres  $\gamma$ , nous avons appliqué une correction Doppler sur l'énergie que nous avons mesurée.

L'énergie totale déposée par un rayon gamma  $E_{\text{mesurée}}$  correspond à la somme de l'énergie déposée dans chaque cristal de l'un des détecteurs. Cette énergie doit être corrigée pour tenir compte de l'effet Doppler. L'énergie du rayon gamma corrigée de l'effet Doppler  $E_\gamma$  est donnée par la formule 3.18.

$$E_\gamma = \gamma(1 - \beta \cos \alpha) E_{\text{mesurée}} \quad (3.18)$$

$\gamma$  est le facteur de Lorentz qui est égal à  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $\beta$  correspond au rapport entre la vitesse du fragment de fission  $v$  et la vitesse de la lumière  $c$ . Enfin,  $\alpha$  correspond à l'angle entre le fragment de fission et le détecteur germanium d'EXOGAM (voir figure 3.25). Cet angle  $\alpha$  est déterminé à l'aide des angles  $\theta_{\text{noyau}}$ ,  $\varphi_{\text{noyau}}$  du noyau obtenus à partir des données de VAMOS et des angles  $\theta_\gamma$ ,  $\varphi_\gamma$  du détecteur. Ainsi l'impulsion du noyau peut s'écrire

$$\vec{p}_{\text{noyau}} = ||\vec{p}_{\text{noyau}}|| \begin{pmatrix} \sin(\theta_{\text{noyau}}) \cos(\varphi_{\text{noyau}}) \\ \sin(\varphi_{\text{noyau}}) \\ \cos(\theta_{\text{noyau}}) \cos(\varphi_{\text{noyau}}) \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

et celle du rayon  $\gamma$

$$\vec{p}_\gamma = ||\vec{p}_\gamma|| \begin{pmatrix} \sin(\theta_\gamma) \cos(\varphi_\gamma) \\ \sin(\theta_\gamma) \sin(\varphi_\gamma) \\ \cos(\theta_\gamma) \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

Le produit scalaire entre ces deux vecteurs s'écrit

$$\begin{aligned}\overrightarrow{p_{\text{noyau}}} \cdot \overrightarrow{p_{\gamma}} &= \|\overrightarrow{p_{\text{noyau}}}\| \|\overrightarrow{p_{\gamma}}\| \cos(\widehat{\overrightarrow{p_{\text{noyau}}}, \overrightarrow{p_{\gamma}}}) \\ &= \|\overrightarrow{p_{\text{noyau}}}\| \|\overrightarrow{p_{\gamma}}\| \cos(\alpha)\end{aligned}\quad (3.21)$$

Il est alors possible de déterminer l'expression de  $\cos(\alpha)$  qui est donnée par la formule 3.22.

$$\begin{aligned}\cos(\alpha) &= \sin(\theta_{\text{noyau}}) \cos(\varphi_{\text{noyau}}) \sin(\theta_{\gamma}) \cos(\varphi_{\gamma}) \\ &\quad + \sin(\varphi_{\text{noyau}}) \sin(\theta_{\gamma}) \sin(\varphi_{\gamma}) \\ &\quad + \cos(\theta_{\text{noyau}}) \cos(\varphi_{\text{noyau}}) \cos(\theta_{\gamma})\end{aligned}\quad (3.22)$$

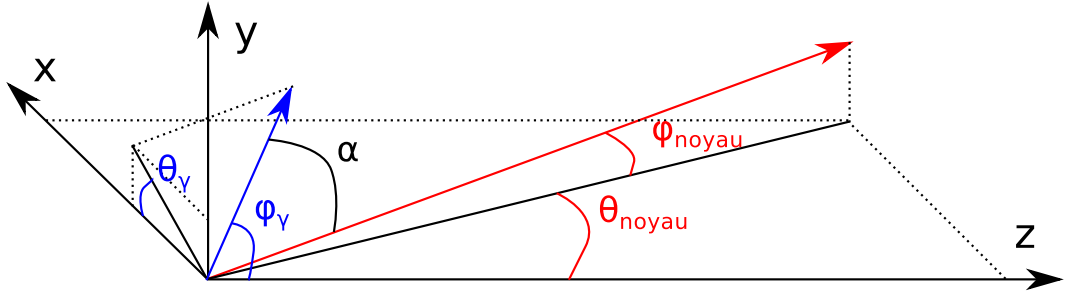


FIGURE 3.25 – Représentation des angles associés au noyau (en rouge) ainsi qu'au rayon  $\gamma$  qu'il émet (en bleu). L'angle  $\alpha$  représente l'angle entre le noyau et le rayon  $\gamma$ .

Les angles  $\theta_{\text{noyau}}$  et  $\varphi_{\text{noyau}}$  de la particule sont obtenus à partir de la procédure de reconstruction de la trajectoire des fragments de fission dans le spectromètre VAMOS tandis que les angles  $\theta_{\gamma}$  et  $\varphi_{\gamma}$  sont obtenus à partir de la segmentation des détecteurs EXOGAM et de leur positionnement par rapport à la position de la cible qui est l'origine du repère.

La figure 3.26 montre un spectre gamma brut et un spectre gamma corrigé de l'effet Doppler.

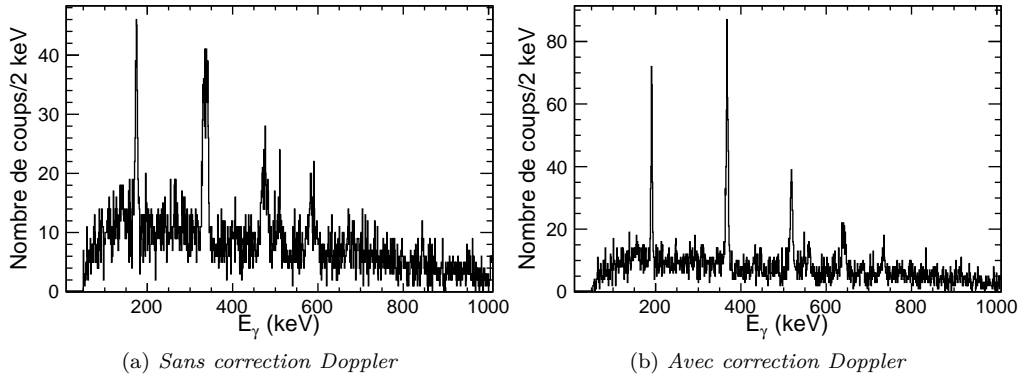


FIGURE 3.26 – Spectres gamma obtenus pour les noyaux de  $^{104}_{42}\text{Mo}$ . La correction de l'effet Doppler joue un rôle important pour obtenir des spectres gamma de bonne qualité ; cela réduit le bruit de fond et augmente la résolution des pics.

### 3.2.2 Utilisation des spectres $\gamma$

La mesure des raies  $\gamma$  nous permet d'identifier précisément le noyau qui les a émis. Cela nous permet de vérifier que l'étalonnage en numéro atomique et en masse que nous avons effectué est correct. Nous avons vérifié l'identification des fragments de fission les plus légers ( $Z \simeq 35$ ), de masse moyenne ( $Z \simeq 45$ ) et lourds ( $Z \simeq 60$ ).

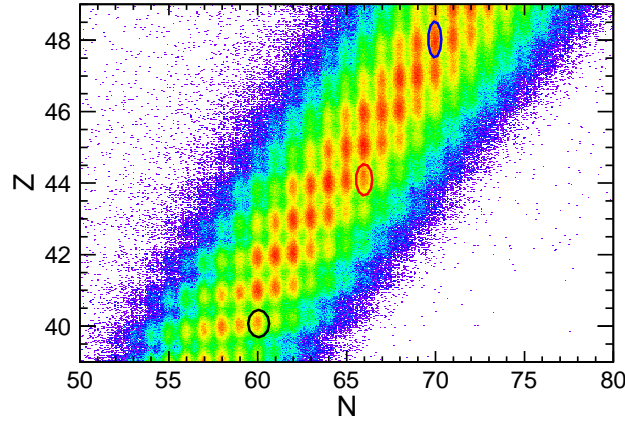


FIGURE 3.27 – Répartition des fragments de fission dans la région  $Z = 40 - 50$ . Les noyaux de  $^{100}_{40}\text{Zr}$  sont entourés en noir, ceux de  $^{110}_{44}\text{Ru}$  en rouge et ceux de  $^{118}_{48}\text{Cd}$  en bleu.

#### Fragments intermédiaires

Les fragments de fission possédant un numéro atomique compris entre 40 et 50 représentent la plus grande partie des fragments produits lors d'une fission symétrique, comme dans le cas de la fusion-fission. Ils possèdent donc la meilleure statistique. Nous nous sommes donc intéressés aux noyaux de  $^{100}_{40}\text{Zr}$  (figure 3.28), de  $^{110}_{44}\text{Ru}$  (figure 3.29) et de  $^{118}_{48}\text{Cd}$  (figure 3.30). La figure 3.27 montre la position de ces trois noyaux.

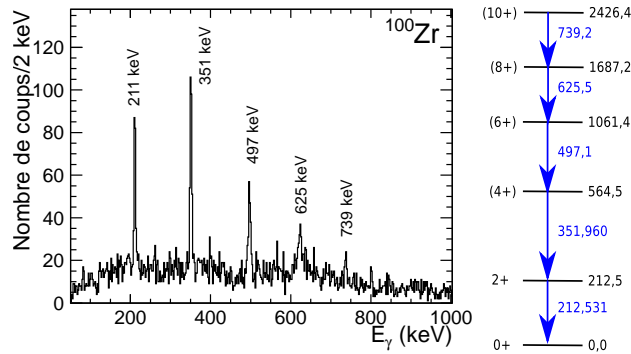


FIGURE 3.28 – Spectre en énergie des rayons  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de  $^{100}_{40}\text{Zr}$  et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV.

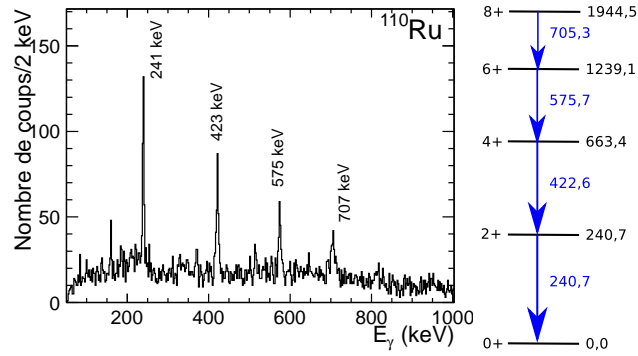


FIGURE 3.29 – Spectre en énergie des rayons  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de  $^{110}_{44}\text{Ru}$  et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV.

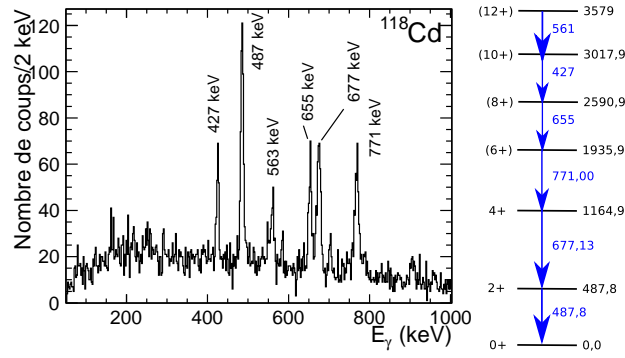


FIGURE 3.30 – Spectre en énergie des rayons  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de  $^{118}_{48}\text{Cd}$  et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV.

### Fragments légers

Pour les fragments légers, la statistique devient plus limitée. Nous avons cependant vérifié que l'identification était également correcte autour de  $Z = 35$  en analysant le spectre  $\gamma$  du  $^{88}_{36}\text{Kr}$  (figure 3.31).

### Fragments lourds

Comme pour les fragments légers, la statistique correspondant aux fragments lourds devient réduite ce qui limite les possibilités de vérification dans cette région. Nous avons vérifié l'identification du  $^{144}_{58}\text{Ce}$  (figure 3.33) et de deux isotopes du néodyme ( $^{148}_{60}\text{Nd}$  (figure 3.34) et  $^{150}_{60}\text{Nd}$  (figure 3.35)). Ces noyaux sont visibles sur la figure 3.32.

## 3.2.3 Contamination possible

L'observation des transitions caractéristiques de différents noyaux du  $^{88}_{36}\text{Kr}$  jusqu'au  $^{150}_{60}\text{Nd}$  nous permet d'être confiants dans l'identification des centaines d'isotopes que nous avons détectés. Cependant, il est possible qu'un noyau  $^A\text{X}$  soit contaminé par un noyau avec un  $Z$  ou un  $A$  voisins. Ceci est possible si la réponse des détecteurs varie dans le temps,

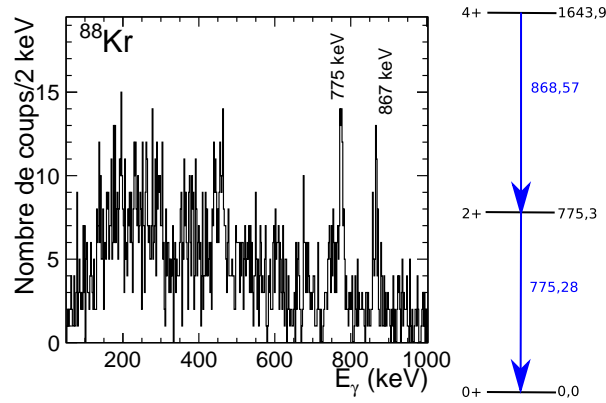


FIGURE 3.31 – Spectre en énergie des rayons  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de  $^{88}_{36}\text{Kr}$  et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV.

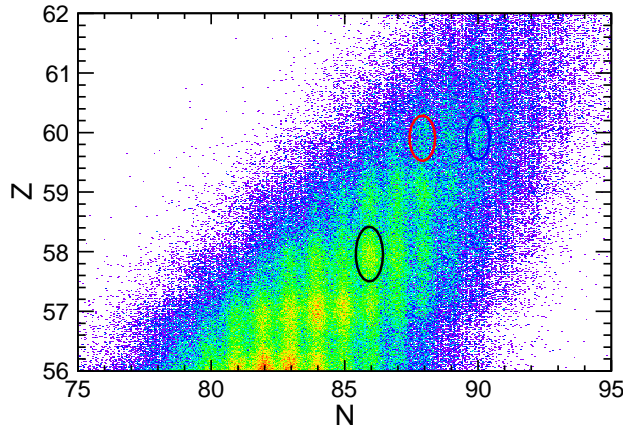


FIGURE 3.32 – Répartition des fragments de fission dans la région  $Z \approx 60$ . Les noyaux de  $^{144}_{58}\text{Ce}$  sont entourés en noir, ceux de  $^{148}_{60}\text{Ce}$  en rouge et ceux de  $^{150}_{60}\text{Ce}$  en bleu.

décalant ainsi l'étalonnage.

Pour vérifier que l'étalonnage en masse et en numéro atomique est correct pour chaque run, nous avons regardé l'évolution de la masse avec le nombre d'événements pour un numéro atomique donné. C'est ce qui est représenté par la figure 3.36.

Les masses 95 à 105 sont visibles pour l'élément  $Z=40$ . On remarque sur cette figure qu'un décrochage intervient au niveau de l'événement 10 millions. C'est la signature d'un mauvais étalonnage en masse ou en numéro atomique. On s'aperçoit ainsi que seul le run 385 semble concerné par cette anomalie. Elle correspond à un décalage d'une unité vers le haut dans la distribution en masse. L'étalonnage en masse étant effectué indépendamment du numéro atomique, cet effet apparaît quel que soit le numéro atomique sélectionné.

La clarté des spectres  $\gamma$  et l'absence de pics correspondant à des noyaux voisins confirment la qualité de l'étalonnage en  $Z$ ,  $A$  ainsi que sa stabilité.

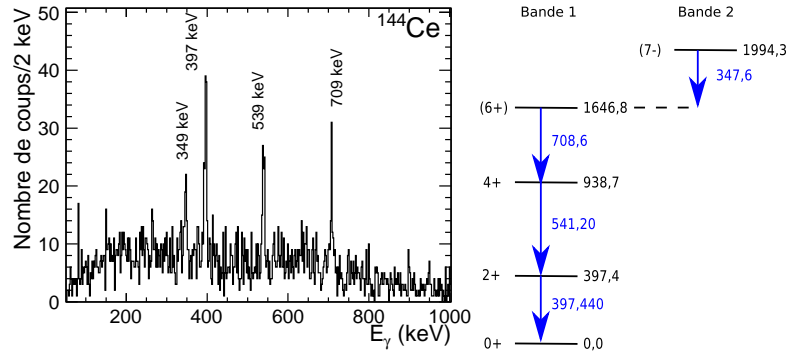


FIGURE 3.33 – Spectre en énergie des rayons  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de  $^{144}\text{Ce}$  et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV.

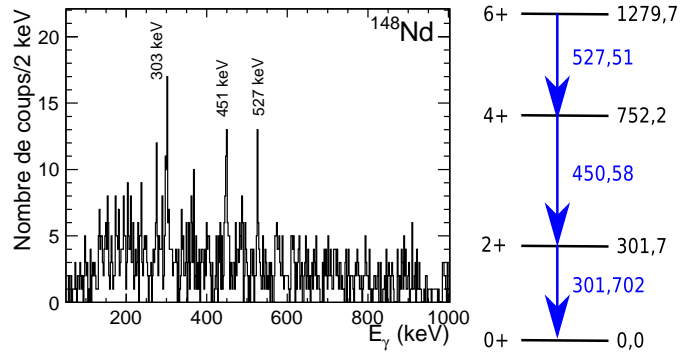


FIGURE 3.34 – Spectre en énergie des rayons  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de  $^{148}\text{Nd}$  et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV.

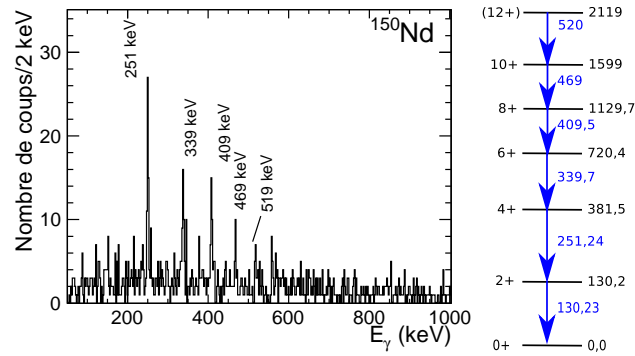


FIGURE 3.35 – Spectre en énergie des rayons  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de  $^{150}\text{Nd}$  et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV.

### 3.2.4 Conclusion sur l'identification

Au total, environ 600 isotopes ont été identifiés avec  $Z=30-64$  et  $A\approx 70-170$ . La distribution en numéro atomique est présentée sur la figure 3.37a et la distribution en masse sur



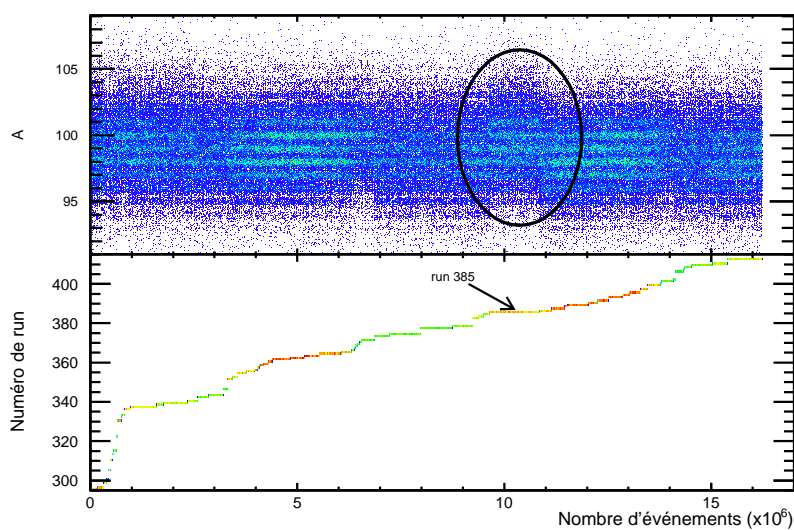
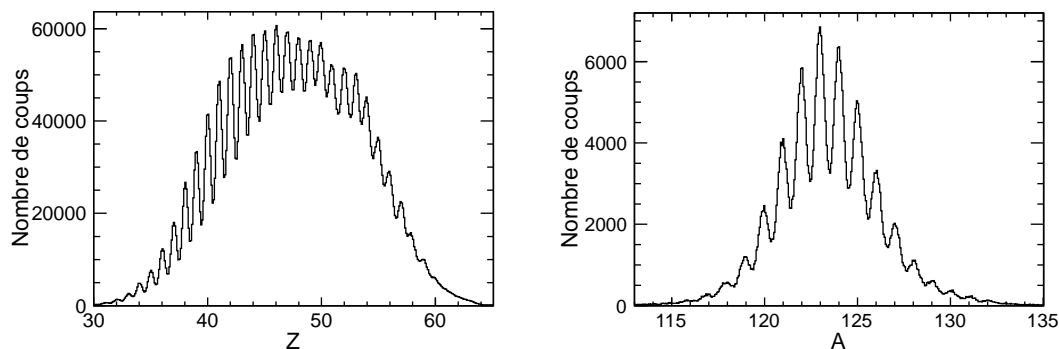


FIGURE 3.36 – Évolution de la masse avec le nombre d'événements pour  $Z=40$ . Le décrochage observé autour de l'événement 10 millions correspond à une erreur d'une unité sur la masse. Voir le texte pour les explications.

la figure 3.37b. La distribution en masse est volontairement présentée pour un seul élément ( $Z=50$ ) car il est difficile de faire apparaître la résolution sur l'ensemble de la gamme en masse. Les résolutions sont indiquées en légende.



(a) Distribution en numéro atomique des produits de fission obtenus sur l'ensemble de l'expérience. Résolution (FWHM) de 1,48% pour  $Z=50$ .

(b) Distribution en masse de l'élément Sn. La statistique correspond à l'ensemble de l'expérience. Résolution (FWHM) de 0,80% pour  $A=123$ .

FIGURE 3.37 – Distributions en numéro atomique et en masse des produits de fission typiques que l'on a obtenus sur l'ensemble de l'expérience.

### 3.3 SPIDER, identification du noyau de recul de la cible

Maintenant que nous disposons d'une identification des produits de fission, nous allons décrire rapidement les conclusions sur l'identification des actinides produits par réaction de

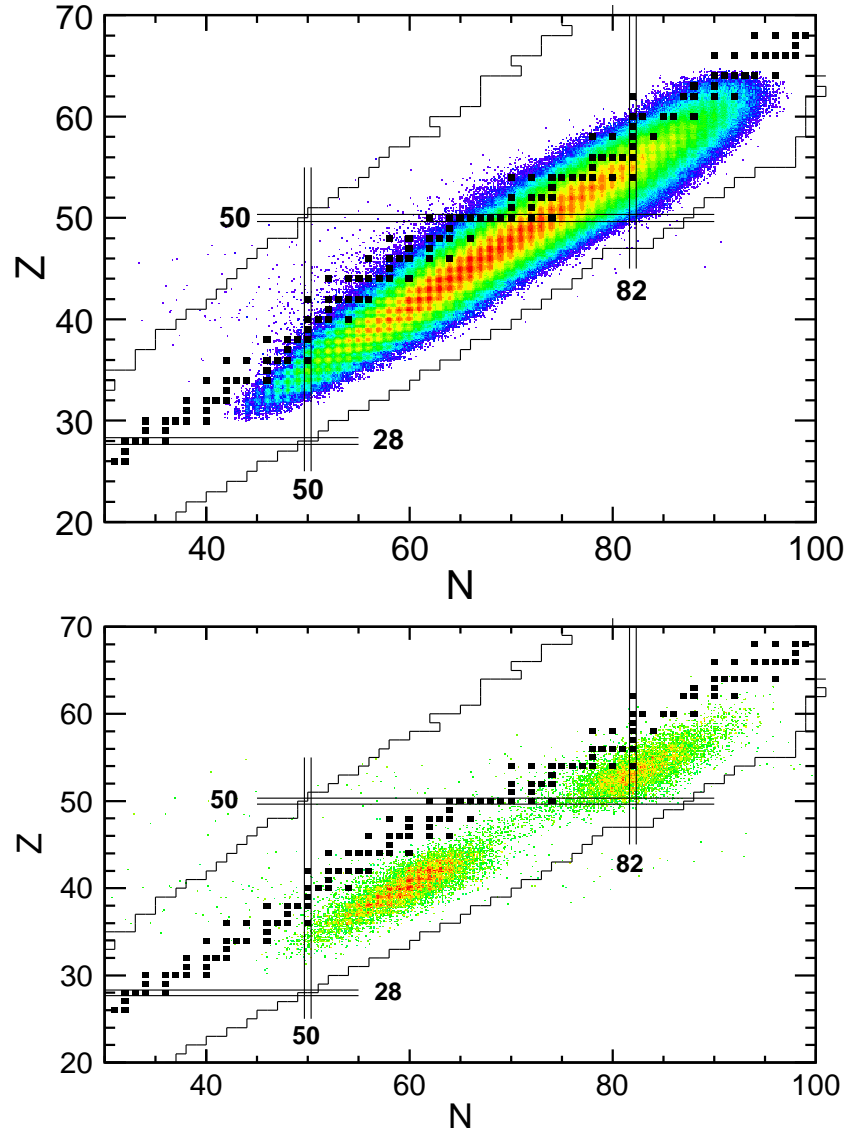


FIGURE 3.38 – Isotopes produits dans la fission du  $^{250}\text{Cf}$  (haut) et du  $^{240}\text{Pu}$  (bas). Les carrés noirs représentent les noyaux stables. Les nombres magiques correspondant à cette région sont tracés (28, 50 et 82) ainsi que la limite des noyaux connus.

transfert.

N'ayant pas participé à l'analyse des données issues du télescope SPIDER, cette section a pour but de présenter rapidement l'identification des noyaux de recul de la cible effectuée dans le travail de thèse de X. Derkx [Derkx, 2010]. Le noyau de recul permet d'identifier indirectement l'actinide produit lors de la réaction de transfert par conservation de la masse et de la charge du faisceau et de la cible en supposant une réaction à deux corps.

Le principe d'identification du noyau de recul repose sur la mesure d'une perte d'énergie  $\Delta E$  et de l'énergie résiduelle du noyau de recul. Comme vu dans la section 3.1.3, la perte

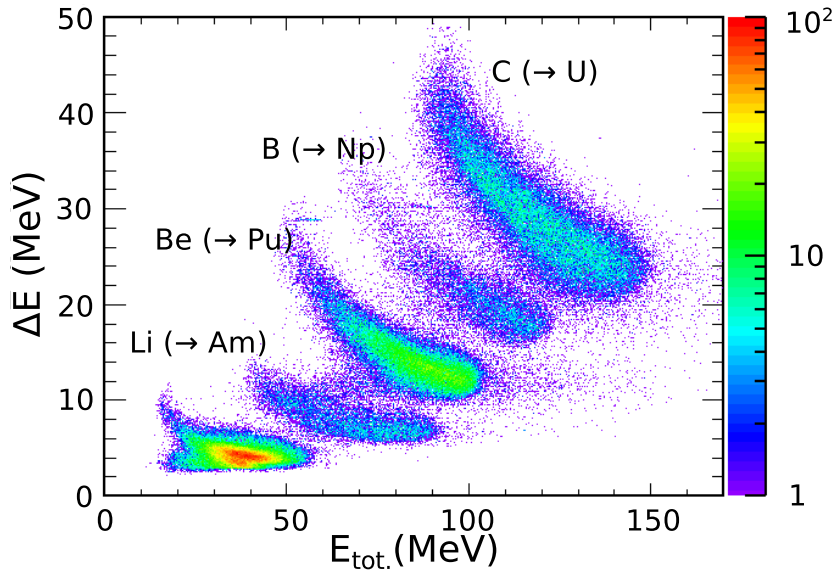


FIGURE 3.39 – Évolution de la perte d'énergie  $\Delta E$  en fonction de l'énergie totale  $E_{\text{tot.}}$  des noyaux de recul de la cible pour le cas où une particule est détectée en coïncidence dans VAMOS.

d'énergie d'une particule est liée à son énergie totale ainsi qu'à son état de charge et sa masse. Ici, l'état de charge du noyau de recul est identique à son numéro atomique à cause de la grande vitesse des noyaux de recul de la cible. Ainsi les noyaux ayant le même numéro atomique se situent le long d'une même hyperbole sur les figures  $\Delta E$ - $E$ . Les noyaux possédant le même numéro atomique et la même masse se situent également le long d'hyperboles distinctes. Pour l'observer, cela nécessite cependant une résolution en énergie accrue. Seule l'identification de la charge a été obtenue du fait de problèmes expérimentaux qui ont grandement dégradé la résolution en énergie. Les différentes voies de transfert de protons sont visibles sur la figure 3.39.

Afin d'estimer quel actinide précis est produit malgré l'absence d'identification isotopique du noyau de recul de la cible, les chaleurs de réaction  $Q$  ont été utilisées pour évaluer les sections efficaces différentielles des voies de transfert  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(N, Z)$  [Derkx, 2010]. Cette étude s'appuie sur le fait que la section efficace différentielle d'une voie de transfert est globalement proportionnelle à  $e^Q$  [Karp *et al.*, 1982]. Le résultat est présenté dans le tableau 3.2.

### Carbone

Parmi les noyaux de recul situés dans la région du carbone, seuls ceux issus d'une diffusion inélastique ou d'une réaction de transfert induisent la fission de l' $^{238}\text{U}$ . La section efficace de diffusion inélastique dominant celles des différentes voies de transfert carbone, la fission de l' $^{238}\text{U}$  représente la majorité des fissions de l'uranium.

### Bore

Les deux principales voies de transfert pour les noyaux de recul étant du bore sont  $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{B})^{239}\text{Np}$  à environ 90% et  $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{240}\text{Np}$  à environ 5%.

Actinide	Noyau de recul	$Q$ (MeV)
$^{237}\text{U}$	$^{13}\text{C}$	-1,21
$^{236}\text{U}$	$^{14}\text{C}$	1,84
$^{235}\text{U}$	$^{15}\text{C}$	-3,48
$^{239}\text{Np}$	$^{11}\text{B}$	-10,67
$^{240}\text{Np}$	$^{12}\text{B}$	-13,52
$^{241}\text{Np}$	$^{13}\text{B}$	-14,13
$^{242}\text{Pu}$	$^8\text{Be}$	-12,35
$^{241}\text{Pu}$	$^9\text{Be}$	-17,00
$^{240}\text{Pu}$	$^{10}\text{Be}$	-15,42
$^{239}\text{Pu}$	$^{11}\text{Be}$	-21,45
$^{238}\text{Pu}$	$^{12}\text{Be}$	-23,93
$^{243}\text{Am}$	$^7\text{Li}$	-24,77
$^{242}\text{Am}$	$^6\text{Li}$	-26,66
$^{241}\text{Am}$	$^5\text{Li}$	-26,27

Tableau 3.2 – Estimation des sections efficaces des voies de transfert les plus probables pour la réaction  $^{12}\text{C}(^{238}\text{U}, X)$ . Issu de [Derkx, 2010].

### Béryllium

La voie de transfert principale dans le cas où le noyau de recul est un noyau de béryllium est  $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{242}\text{Pu}$ . Cependant, le noyau de  $^8\text{Be}$  n'est pas lié ce qui conduit à la création de deux particules  $\alpha$ . Ainsi les noyaux de  $^8\text{Be}$  ne sont pas détectés dans SPIDER; les noyaux de béryllium détectés dans le télescope sont alors majoritairement composés de  $^9\text{Be}$  (correspondant à la formation de  $^{241}\text{Pu}$ ) à environ 20% et de  $^{10}\text{Be}$  ( $^{240}\text{Pu}$ ) autour de 80%.

### Lithium

Les événements associés à la détection d'un noyau de lithium correspondent principalement à la détection d'un noyau de  $^7\text{Li}$  ( $^{243}\text{Am}$ ) à environ 75% et dans une moindre mesure au  $^6\text{Li}$  ( $^{242}\text{Am}$ ) autour de 10% et au  $^5\text{Li}$  ( $^{241}\text{Am}$ ) à environ 15%.

### Hélium

Les événements associés à l'identification d'un noyau de recul d'hélium ne seront pas utilisés dans la mesure où ces événements peuvent correspondre à la formation de  $^{242}\text{Pu}$  mais aussi à la formation de  $^{\text{A}}\text{Cm}$ . Compte tenu de la haute probabilité de détecter les deux particules  $\alpha$  dans une même piste du détecteur, il est très difficile (voire impossible) [Derkx, 2010] de séparer les événements issus de la décroissance du  $^8\text{Be}$  des autres événements hélium, en particulier du fait qu'ils se retrouvent dans la région de perte d'énergie et d'énergie des noyaux de lithium. Par ailleurs, la grande valeur de la section efficace différentielle de la voie de transfert  $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{242}\text{Pu}$  conduisant à la détection de deux  $\alpha$  ne permet pas de négliger ce canal.

En résumé, les principaux actinides formés par une réaction de transfert sont

- U :  $^{238}\text{U}$  ( $\approx 100\%$ )
- Np :  $^{239}\text{Np}$  ( $\approx 90\%$ ),  $^{240}\text{Np}$  ( $\approx 5\%$ )
- Pu :  $^{240}\text{Pu}$  ( $\approx 80\%$ ),  $^{241}\text{Pu}$  ( $\approx 20\%$ )
- Am :  $^{241}\text{Am}$  ( $\approx 15\%$ ),  $^{242}\text{Am}$  ( $\approx 10\%$ ),  $^{243}\text{Am}$  ( $\approx 75\%$ )

### 3.3.1 Énergie d'excitation des actinides

L'énergie d'excitation  $E^*$  est déterminée à partir des caractéristiques cinématiques du produit de recul de la cible, en considérant une réaction à deux corps.

Par conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, nous pouvons écrire

$$E_U + E_C = E_{Act} + E_{Rec} + E^* \quad (3.23)$$

$$\vec{p}_U = \vec{p}_{Act} + \vec{p}_{Rec} \quad (3.24)$$

avec  $E_U$ ,  $E_C$ ,  $E_{Act}$  et  $E_{Rec}$  l'énergie totale de l' $^{238}\text{U}$ , du  $^{12}\text{C}$ , de l'actinide et du noyau de recul de la cible respectivement.

L'énergie d'excitation du système  $E^*$  est donc égale à

$$\begin{aligned} E^* &= E_U + E_C - E_{Act} - E_{Rec} \\ &= T_U - T_{Act} - T_{Rec} + Q \end{aligned} \quad (3.25)$$

avec  $Q = M_U + M_C - M_{Act} - M_{Rec}$  la chaleur de réaction où les  $M_i$  désignent la masse de l' $^{238}\text{U}$ , du  $^{12}\text{C}$ , de l'actinide et du noyau de recul de la cible. Seule l'énergie cinétique de l'actinide  $T_{Act}$  n'est pas mesurée. La conservation de la quantité de mouvement nous donne

$$\vec{p}_U = \vec{p}_{Act} + \vec{p}_{Rec} \quad (3.26)$$

$$\vec{p}_{Act} = \vec{p}_U - \vec{p}_{Rec} \quad (3.27)$$

$$p_{Act}^2 = p_U^2 + p_{Rec}^2 - 2p_U p_{Rec} \cos(\theta_{Rec}) \quad (3.28)$$

Par ailleurs, l'énergie cinétique est reliée à la quantité de mouvement par la relation

$$T = \frac{p^2}{2M} \quad (3.29)$$

d'où

$$T_{Act} = \frac{p_U^2 + p_{Rec}^2 - 2p_U p_{Rec} \cos(\theta_{Rec})}{2M_{act}} \quad (3.30)$$

Au final, l'énergie d'excitation du système vaut

$$\begin{aligned} E^* = Q &+ T_U - T_{Rec} - \frac{1}{M_{Act}} \left( M_U T_U \right. \\ &\left. + M_{Rec} T_{Rec} - 2 \cos(\theta_{Rec}) \sqrt{M_U T_U M_{Rec} T_{Rec}} \right) \end{aligned} \quad (3.31)$$

La prise en compte de la relativité restreinte permet d'exprimer l'énergie d'excitation de l'actinide à l'aide de la relation 3.32.

$$\begin{aligned} E_{Act}^* &= \sqrt{\left( (Q + T_U - E_{Rec}^* - T_{Rec})^2 - T_U (T_U + 2M_U) \right.} \\ &- T_{Rec} (T_{Rec} + 2(M_{Rec} + E_{Rec}^*)) \\ &+ 2 \cos(\theta_{Rec}) \sqrt{T_U (T_U + 2M_U) T_{Rec} (T_{Rec} + 2(M_{Rec} + E_{Rec}^*))} \left. \right) } \\ &- M_{Act} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Dans toute l'analyse, nous avons fait l'hypothèse que l'énergie d'excitation du système était intégralement transmise à l'actinide. Cette hypothèse se justifie par le fait que la densité de niveaux de l'actinide est plus importante que celle du noyau de recul.

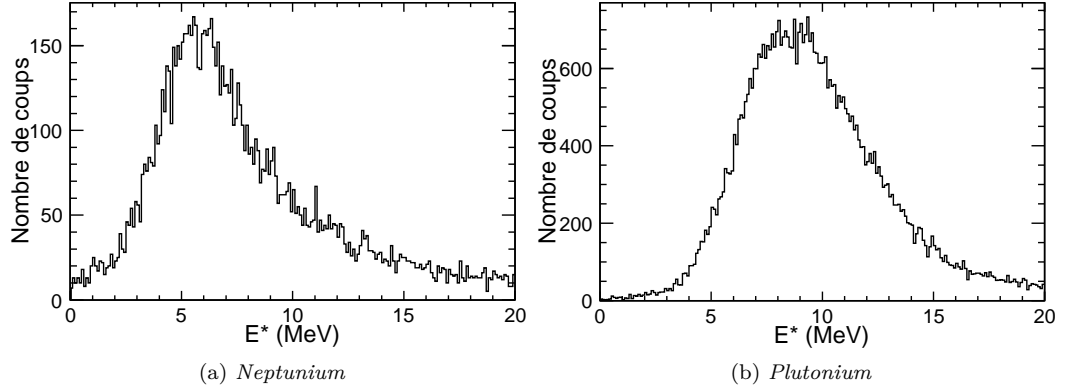


FIGURE 3.40 – Spectres en énergie d'excitation pour la voie neptunium (a) et la voie plutonium (b).

La figure 3.40 présente le spectre en énergie d'excitation associé à la formation d'un noyau de Np (3.40a) et de Pu (3.40b). Les énergies d'excitation moyennes sont de 6 MeV pour le  $^{239}\text{Np}$  et de 9 MeV pour le  $^{240, 241}\text{Pu}$ .

Dans le cas d'une réaction de fusion,  $T_{\text{Rec}}$  et  $M_{\text{Rec}}$  sont nuls. L'équation 3.31 devient alors

$$\begin{aligned} E^* &= Q + T_U - \frac{M_U T_U}{M_{\text{Act}}} = Q + \frac{M_{\text{Act}} - M_U}{M_{\text{Act}}} T_U \\ &= Q + \frac{M_C}{M_{\text{Act}}} T_U = Q + E_{\text{CM}} \end{aligned} \quad (3.33)$$

La chaleur de réaction pour la réaction  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  vaut  $Q = -23,862$  MeV [Audi et Wapstra, 1993] et l'énergie du centre de masse  $E_{\text{CM}} = 69,5$  MeV. L'énergie d'excitation du  $^{250}\text{Cf}$  vaut donc  $E^* = 45,6$  MeV. Il est possible de prendre en compte l'énergie perdue dans la cible par le faisceau avant qu'il n'induisse la réaction de fusion ce qui réduit la valeur de l'énergie du centre de masse et donc celle de l'énergie d'excitation. Un calcul de perte d'énergie réalisé avec le logiciel LISE++ [Tarasov et Bazin, 2008] nous indique que l'énergie du faisceau est comprise entre 6,03 et 6,09 A MeV suivant que la réaction ait lieu à la fin ou au début de la cible. L'énergie du centre de masse associée est donc  $E_{\text{CM}}^{\text{début}} = 69,5$  MeV et  $E_{\text{CM}}^{\text{fin}} = 68,9$  MeV ce qui correspond à une énergie d'excitation de  $E^* = 45,3 \pm 0,3$  MeV en considérant que la réaction a lieu au milieu de la cible. Dans la suite, on considère que la largeur de l'énergie d'excitation du  $^{250}\text{Cf}$  est négligeable et sera prise à  $E^* = 45$  MeV.

### 3.4 Rendements de fission

L'identification des produits de fission étant effectuée, on connaît donc le taux de production des différents isotopes  $N(Z, A)$  qui ont été produits au cours de l'expérience. Le taux de production est propre à chaque expérience et nous cherchons donc à le corriger pour obtenir une grandeur physique qui ne dépend pas des conditions expérimentales telle que la section efficace  $\sigma(Z, A)$ . L'équation 3.34 présente la relation existante entre  $N(Z, A)$  et  $\sigma(Z, A)$ .

$$N(Z, A) = \sigma(Z, A) N_{\text{faisceau}} N_{\text{cible}} \varepsilon_{\text{géométrique}} \varepsilon_{\text{intrinsèque}} \varepsilon_{\tau} \quad (3.34)$$

$N_{\text{faisceau}}$  et  $N_{\text{cible}}$  représentent respectivement le nombre de noyaux dans le faisceau et dans la cible tandis que  $\varepsilon_{\text{géométrique}}$  et  $\varepsilon_{\text{intrinsèque}}$  sont l'efficacité de détection géométrique de VAMOS et l'efficacité intrinsèque des détecteurs qui composent son ensemble de détection. Cette dernière est considérée égale à 1. Enfin,  $\varepsilon_{\tau}$  représente le temps mort qui est considéré comme négligeable dans notre cas du fait du taux de comptage relativement faible (de l'ordre de 100 Hz). Dans ce travail, nous ne cherchons pas à déterminer la section efficace absolue, mais à obtenir des rendements qui sont proportionnels à leur section efficace. Nous devons donc corriger le nombre de coups que nous avons mesurés par l'intensité du faisceau et par l'acceptance géométrique de VAMOS. L'acceptance géométrique peut être séparée en deux composantes de sorte que  $\varepsilon_{\text{géométrique}} = f_{\varphi}(\theta_{\text{lab}}, \delta) f_{\theta}$  où  $f_{\varphi}(\theta_{\text{lab}}, \delta)$  et  $f_{\theta}$  désignent respectivement les efficacités en  $\varphi$  et en  $\theta$ . La détermination de ces deux facteurs de corrections est présentée dans les sections 3.4.2.2 et 3.4.2.4.

Nous présentons d'abord la normalisation à l'intensité du faisceau avant de considérer la correction de l'acceptance de VAMOS.

### 3.4.1 Normalisation à l'intensité du faisceau

Les nombres de coups que l'on a mesurés pour une valeur de champ magnétique  $B_0$  doivent être normalisés par rapport au nombre de particules incidentes et au nombre d'atomes dans la cible afin de reconstruire la distribution angulaire.

Le nombre d'atomes dans la cible est supposé constant au cours de l'expérience. Pour déterminer l'intensité du faisceau, nous avons choisi d'utiliser le nombre de coups enregistrés par le détecteur SPIDER provenant d'une diffusion élastique du carbone. L'acceptance du télescope n'étant que géométrique, le nombre de coups qu'il a enregistré doit être proportionnel à l'intensité du faisceau. Le détecteur ayant subi divers problèmes [Derkx, 2010], il a été nécessaire d'effectuer quelques corrections pour obtenir ce nombre de coups. Tout d'abord, au cours de l'expérience, le détecteur a disjoncté à maintes reprises. Ainsi il faut limiter la normalisation à la durée où le détecteur a fonctionné correctement. Nous avons donc relevé le nombre d'événements valides run par run et limité l'analyse à ce nombre d'événements.

Un autre problème du détecteur provient du fait que de nombreuses pistes n'ont pas fonctionné correctement : les pistes les plus internes ont été touchées par des fragments de fission ; la partie droite du détecteur a en partie été occultée par un cache, le rapport entre le nombre de coups détectés par la partie gauche du détecteur et le nombre de coups détectés par la partie droite n'est pas constant au cours du temps ... Toutes ces raisons nous ont poussés à choisir une partie limitée du détecteur pour obtenir les facteurs de normalisation. Plus précisément, nous choisissons de nous limiter au nombre de coups obtenus dans un seul secteur et en retirant les pistes les plus internes. Par ailleurs, nous avons utilisé le nombre de coups dans le E du télescope et non dans le  $\Delta E$  pour nous affranchir des problèmes liés aux électrons  $\delta$ .

Connaissant l'intensité du faisceau, à un facteur de proportionnalité près, pour chaque run, nous en déduisons les facteurs de normalisation relatifs à chaque réglage du dipôle à partir de la relation 3.35.

$$N_{B\rho_0} = \sum_{\text{run}} N_{\text{run}} \quad (3.35)$$

$N_{\text{run}}$  désigne le nombre de coups que l'on a mesurés dans le E du télescope pour un run donné.

Ces facteurs sont présentés dans le tableau 3.3.

$B\rho_0$ (T.m)	Nombre de coups $N_{B\rho_0}$	Facteur	Incertitude
1,015	24 786	2,38	13,34%
1,055	15 375	1,47	10,08%
1,099	15 015	1,44	9,46%
1,143	12 969	1,24	15,16%
1,190	10 436	1,00	0%
1,251	22 491	2,16	1,97%
1,302	19 132	1,83	9,75%
1,355	22 597	2,17	12,59%

Tableau 3.3 – Nombre de coups issus d’une diffusion élastique du carbone de la cible détectés dans une partie restreinte du E de SPIDER pour les différents réglages du dipôle. Les incertitudes associées aux facteurs de normalisation sont également présentées (voir le texte pour les explications).

### Erreur sur la normalisation

Pour évaluer l’erreur sur la normalisation, nous avons utilisé la méthode présentée précédemment sur d’autres secteurs (du 9 au 14) du détecteur qui présentent les mêmes conditions que le secteur n° 10. En calculant la différence relative maximale entre  $N_i$  (le nombre de coups détectés dans le secteur  $i$ ) et  $N_{10}$ , on estime l’incertitude sur le facteur de normalisation pour chaque réglage de dipôle. Les incertitudes sont présentées dans la dernière colonne du tableau 3.3 et sont de l’ordre de 10%.

L’erreur globale sur la normalisation  $\epsilon_{norm}$  est donnée par la relation 3.36.

$$\epsilon_{norm} = \sqrt{\frac{\sum_i N_i \epsilon_i^2}{\sum_i N_i}} = 10,5\% \quad (3.36)$$

Les  $\epsilon_i$  désignent les erreurs déterminées pour chaque réglage du dipôle et les  $N_i$  désignent les  $N_{B\rho_0}$  définis à l’équation 3.35.

## 3.4.2 Acceptance

### 3.4.2.1 Reconstruction des grandeurs dans le référentiel du noyau fissionnant

Toutes les corrections de l’acceptance ont été effectuées dans le référentiel des noyaux fissionnants dans lequel la cinématique de la fission est bien déterminée. Nous avons donc tout d’abord calculé les différentes grandeurs cinématiques ( $v_{fiss}$ ,  $\theta_{fiss}$ ) des fragments de fission dans le référentiel du noyau fissionnant. Afin de pouvoir suivre la discussion plus facilement, nous nous appuyons sur la figure 2.11.

La vitesse des fragments de fission  $v_{fiss}$  est déterminée de manière géométrique à partir d’une somme vectorielle.

$$\begin{aligned} \vec{v}_{fiss} &= \vec{v}_{lab} - \vec{v}_{Act} \\ \vec{v}_{fiss}^2 &= \vec{v}_{lab}^2 + \vec{v}_{Act}^2 - 2v_{lab}v_{Act} \cos(\widehat{\vec{v}_{lab}, \vec{v}_{Act}}) \\ v_{fiss}^2 &= v_{lab}^2 + v_{Act}^2 - 2v_{lab}v_{Act} \cos(\theta_{lab}) \end{aligned} \quad (3.37)$$

Dans la formule 3.37,  $v_{lab}$  et  $\theta_{lab}$  sont déterminés à partir du système de détection de VAMOS (voir la section 2.2.3.2) tandis que la vitesse de l’actinide est déterminée à l’aide de



la formule 3.38.

$$\begin{aligned}\gamma_{Act} &= \frac{T_{Act}}{M_{Act}} + 1 \\ v_{Act} &= \frac{\sqrt{\gamma_{Act}^2 - 1}}{\gamma_{Act}} c\end{aligned}\quad (3.38)$$

$T_{Act}$  est déduit des mesures de SPIDER (équation 3.30).

La distribution en vitesse des actinides est présentée sur la figure 3.41.

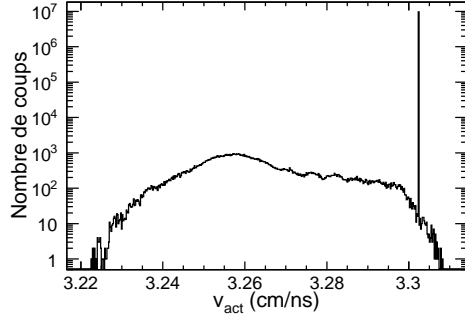


FIGURE 3.41 – *Distribution en vitesse de l'ensemble des actinides. Le pic à  $v_{Act}=3,302$  cm/ns correspond aux noyaux de  $^{250}\text{Cf}$  formés par fusion. Le reste de la distribution correspond aux événements de transfert. La statistique correspond à l'ensemble de l'expérience.*

On obtient alors la distribution en vitesse des fragments de fission qui est présentée sur la figure 3.42. Dans le cas du  $^{239}\text{Np}$  (figure 3.42a) et du  $^{240}\text{Pu}$  (figure 3.42b), la distribution

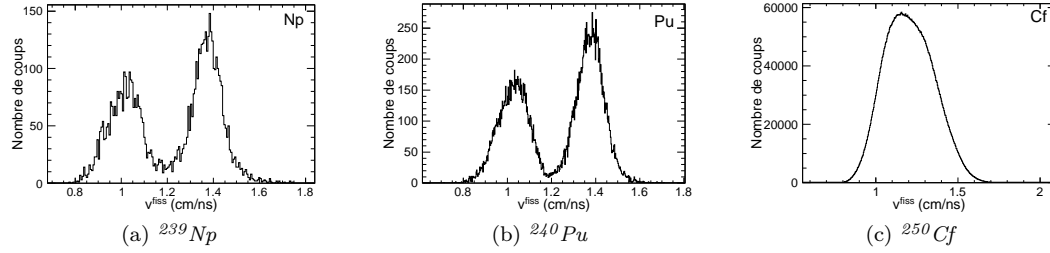


FIGURE 3.42 – *Distribution en vitesse des fragments de fission du  $^{239}\text{Np}$  (a), du  $^{240}\text{Pu}$  (b) et du  $^{250}\text{Cf}$  (c) dans le référentiel du noyau fissionnant.*

est asymétrique (contrairement à celle du  $^{250}\text{Cf}$  (figure 3.42c)) du fait que la fission de ces deux actinides intervient à basse énergie d'excitation. Cela conduit alors à la formation de deux fragments, un léger et un lourd, qui possèdent des vitesses différentes en accord avec la relation 2.19; le fragment lourd possède les vitesses les plus petites ( $\approx 1,0$  cm/ns) et le fragment léger les plus grandes ( $\approx 1,4$  cm/ns). La différence du nombre de coups entre les fragments léger et lourd sera discutée dans la section 5.4.1.

Concernant les angles, on a  $\varphi_{fiss} = \varphi_{lab}$  tandis que  $\theta_{fiss}$  est défini à l'aide de la relation 3.39 (qui s'obtient de manière similaire à la relation 3.37).

$$\begin{aligned}v_{lab}^2 &= v_{fiss}^2 + v_{Act}^2 - 2v_{fiss}v_{Act}\cos(\theta_{fiss}) \\ \cos(\theta_{fiss}) &= \frac{v_{Act}^2 + v_{fiss}^2 - v_{lab}^2}{2v_{Act}v_{fiss}}\end{aligned}\quad (3.39)$$

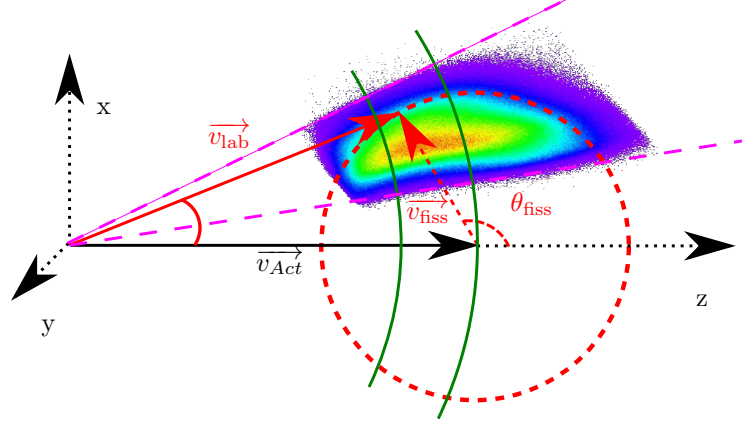


FIGURE 3.43 – Représentation schématique de la sphère de fission (en rouge). Les données expérimentales issues de la fission du  $^{250}\text{Cf}$  ont été superposées. Les coupures liées à l'acceptance en  $\theta$  du spectromètre sont bien visibles sur les données et sont représentées en traits pointillés roses. L'acceptance en  $B\rho$  est représentée par la zone entre deux arcs de cercle verts.

Une fois que l'on dispose de la vitesse des fragments de fission et de ses angles dans le référentiel du noyau fissionnant, nous pouvons visualiser la partie de la sphère de fission que nous avons mesurée. Les deux fragments sont en effet émis dos à dos dans toutes les directions. Les fragments de fission avec une vitesse donnée  $v_{fiss}$  se répartissent donc le long d'une sphère de rayon  $v_{fiss}$ . Dans le cas idéal où le détecteur couvre la totalité de l'angle solide, nous mesurons l'ensemble de la sphère de fission. Or, dans notre cas, seule une partie restreinte de celle-ci a été mesurée comme on le voit sur la figure 3.43. L'ouverture angulaire représentée en bleu sur la figure correspond à l'ouverture maximale du spectromètre de  $\pm 7^\circ$ .

Nous voyons que seule une calotte de la sphère de fission entre dans le spectromètre. L'acceptance du spectromètre induit en effet des coupures dans les distributions en vitesse, en rigidité magnétique ou en  $\cos(\theta_{fiss})$  pour un ion donné ( $Z$ ,  $A$  et  $q$  fixés). Pour remonter aux rendements de fission, il faut donc connaître avec précision ces coupures dans les distributions pour estimer la partie manquante.

Si nous considérons la sphère de fission et supposons qu'un seul état de charge est présent, l'acceptance en rigidité magnétique ( $B\rho = \frac{A}{q}v$ ) produit des coupures pour une vitesse  $v_{lab}$  constante, comme indiqué en vert sur la figure 3.43. La distribution en état de charge élargit cette transmission par  $\Delta q/q$ , où  $\Delta q$  est la largeur de la distribution et  $q$  l'état de charge moyen. En augmentant la valeur du champ magnétique, on se déplace le long de la sphère de fission, pour des vitesses de plus en plus grandes. De cette figure il est clair que la transmission d'un fragment dépend de sa vitesse d'émission dans le référentiel du noyau fissionnant, ainsi que de la valeur de la rigidité magnétique nominale.

De plus, comme nous allons le voir dans la section suivante, les acceptances en  $\varphi$ ,  $\theta$  et  $B\rho$  sont reliées.

La transmission d'un spectromètre dépend à la fois de l'acceptance de celui-ci et de la cinématique de la réaction. La cinématique de la réaction, présentée dans la section 2.2.2, détermine les distributions en angles ( $\theta$  et  $\varphi$ ) et en quantité de mouvement tandis que l'acceptance du spectromètre détermine les limites selon lesquelles ces distributions ne sont pas coupées. Il s'agit alors de déterminer si une particule de masse  $A$ , d'état de charge  $q$ , de

vitesse  $v$  et avec les angles  $\theta$  et  $\varphi$  bien déterminés est transmise ou non par le spectromètre. Des simulations de l'acceptance de VAMOS ont été réalisées [Pullanhiotan *et al.*, 2008 ; Rejmund, 2008] mais, pour effectuer les corrections liées à l'acceptance, nous avons utilisé les coupures que nous avons observées dans nos données expérimentales. La cinématique de notre réaction nous permet en effet de remplir une très grande partie de l'espace de phase  $(\theta_v, \varphi_v, \delta)$  qui caractérise cette acceptance comme nous pouvons le voir sur la figure 3.44.  $\delta$  représente la rigidité magnétique relative de la particule ( $\delta = B\rho/B\rho_0$  où  $B\rho$  est la rigidité magnétique de la particule et  $B\rho_0$  la rigidité magnétique nominale du dipôle).

L'acceptance calculée [Pullanhiotan *et al.*, 2008] et l'acceptance que nous avons mesurée présentent la même forme. Le décalage que l'on observe entre l'acceptance calculée et l'acceptance mesurée provient du fait que les calculs ont été effectués avec les détecteurs centrés autour de la trajectoire de référence tandis que dans le cas de l'expérience, ils étaient déplacés de 67 mm vers la gauche (lorsqu'on a le faisceau dans le dos) afin de récupérer les événements avec les rigidités magnétiques les plus petites — correspondant aux fragments de fission lourds — et qui se retrouvent donc sur la gauche des détecteurs.

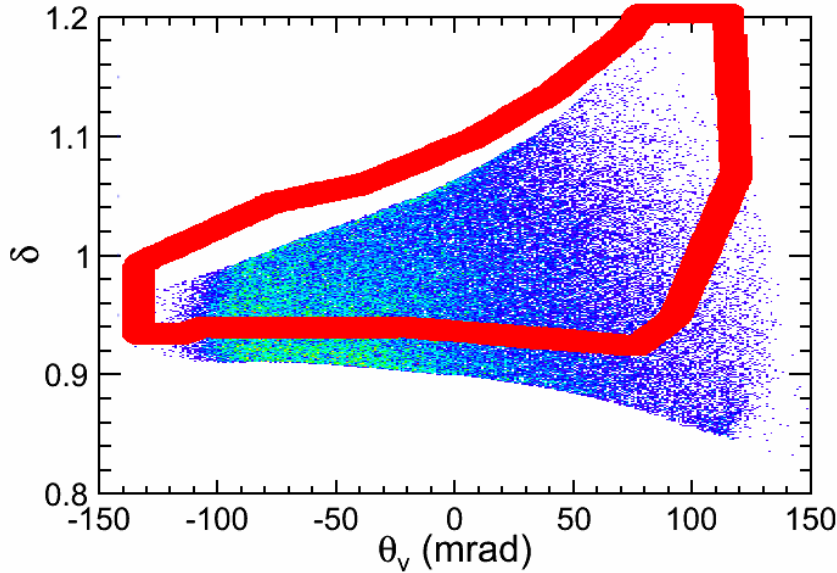


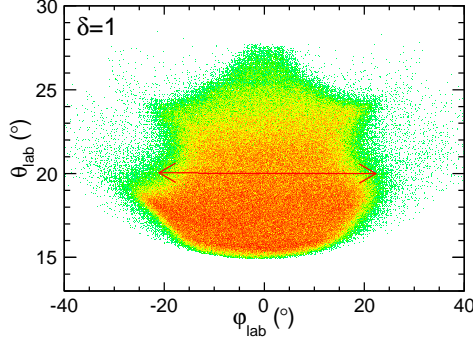
FIGURE 3.44 – Acceptance de VAMOS dans l'espace de phase  $(\theta_v, \delta)$  pour  $\varphi=0$  mrad. Le trait rouge délimite l'acceptance qui a été calculée [Pullanhiotan *et al.*, 2008].

### 3.4.2.2 Correction de l'acceptance en $\varphi$

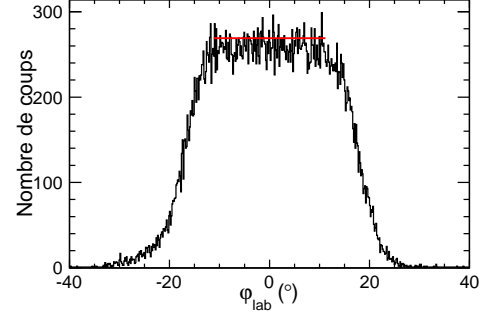
On a d'abord choisi de corriger les distributions de l'acceptance en  $\varphi_{lab}$  du spectromètre événement par événement.

La figure 3.45a montre l'évolution de l'espace de phase  $(\theta_{lab}, \varphi_{lab})$  pour le  $\delta=1$ . Sur cette figure, on voit que l'acceptance en  $\varphi$  dépend de  $\theta$ . Cette dépendance varie en fonction du  $\delta$  de la particule. L'évolution complète de l'acceptance angulaire avec  $\delta$  est présentée dans l'annexe A.

Pour déterminer l'acceptance en  $\varphi$  correspondant à chaque  $(B\rho, \theta)$  nous avons fait un maillage dans l'espace  $(B\rho, \theta)$  et observé pour chaque valeur du maillage la distribution en  $\varphi$ .



(a) Visualisation de l'acceptance en  $\varphi$  de VAMOS pour  $\delta = 1$ . La flèche rouge permet de visualiser grossièrement l'ouverture en  $\varphi_{lab}$  pour  $\theta_{lab} = 20^\circ$ .



(b) Spectre en  $\varphi_{lab}$  pour  $\delta = 1,00(\pm 0,005)$  et  $\theta_{lab} = 20,00^\circ(\pm 0,03^\circ)$ . Le trait rouge correspond à une longueur de deux fois l'écart type de la distribution.

FIGURE 3.45 – Détermination de l'acceptance en  $\varphi_{lab}$  de VAMOS.

L'acceptance en  $\varphi$  est alors déterminée comme étant deux fois l'écart type  $\sigma$  de la distribution en  $\varphi$  observée :  $\Delta\varphi_{lab} = 2\sigma$  ce qui correspond plus ou moins à la largeur du plateau de ces distributions (voir par exemple la figure 3.45b).

Pour connaître  $\Delta\varphi_{lab}$  pour l'ensemble des valeurs de  $\delta$  et  $\theta$ , nous utilisons une interpolation linéaire à deux dimensions. On détermine alors un facteur de correction  $f_\varphi$  défini comme

$$f_\varphi(\theta_{lab}, \delta) = \frac{\Delta\varphi_{lab}(\theta_{lab}, \delta)}{360} \quad (3.40)$$

Nous n'avons en effet mesuré que ce pourcentage de l'ensemble de la distribution en  $\varphi_{lab}$  qui s'étend de 0 à  $360^\circ$ . Sur la figure 3.45a, les événements qui ont un angle  $\theta_{lab} = 26^\circ$  seront donc davantage corrigés que ceux avec un angle de  $\theta = 20^\circ$ .

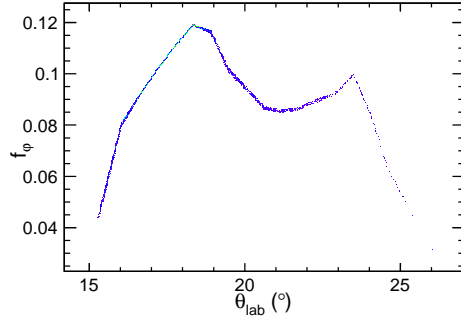


FIGURE 3.46 – Évolution de  $f_\varphi$  avec  $\theta_{lab}$  pour  $\delta = 1 \pm 0,0005$ .

La figure 3.46 permet de suivre l'évolution de l'acceptance en  $\varphi$  avec  $\theta_{lab}$ .

### 3.4.2.3 Reconstruction des distributions en états de charge

Maintenant que nous pouvons normaliser nos données à l'intensité du faisceau ainsi qu'à l'acceptance du spectromètre en  $\varphi_{lab}(\theta_{lab}, \delta)$ , nous appliquons ces deux facteurs de normalisation ( $N_{faisceau}$  et  $f_\varphi(\theta_{lab}, \delta)$ ) sur la distribution angulaire mesurée dans chacun des différents réglages du spectromètre et nous obtenons la figure 3.47.

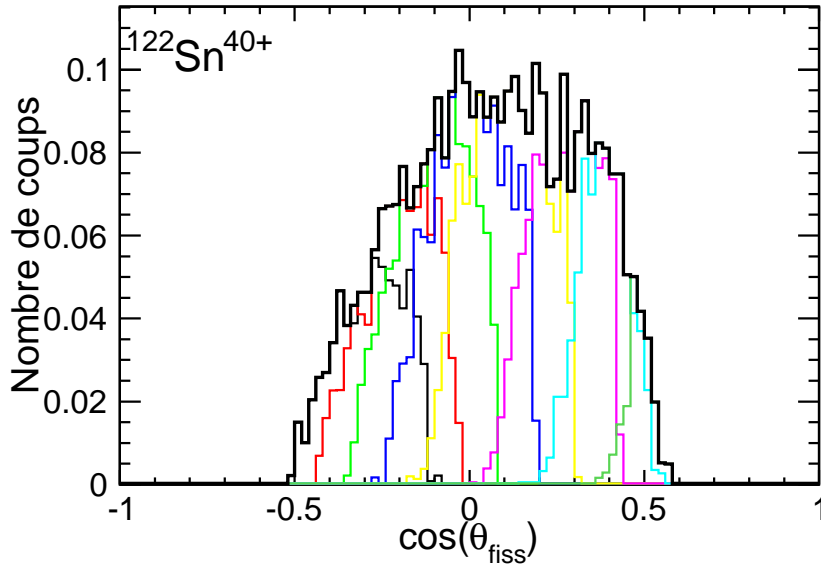


FIGURE 3.47 – Distribution en  $\cos(\theta_{fiss})$  des ions de  $^{122}\text{Sn}^{40+}$  produits par la fission du  $^{250}\text{Cf}$  pour les différents réglages de champ magnétique. Les spectres correspondant à chaque réglage sont normalisés à l'intensité du faisceau et les événements sont normalisés par l'acceptance en  $\varphi_{lab}$ .

Nous utilisons alors l'enveloppe des différentes distributions (en noir) pour obtenir les distributions angulaires pour chaque état de charge. Ces distributions pour l'ensemble des états de charge du noyau de  $^{122}_{50}\text{Sn}$  sont présentées sur la figure 3.48. On définit  $Y_q(Z, A, q)$  qui correspond à l'intégrale de l'enveloppe.

Ces distributions, une fois corrigées du facteur de l'acceptance en  $\varphi$ , sont complètes entre deux valeurs d'angle qui chacune dépendent de l'état de charge de la particule ( $A$  et  $v_{fiss}$  sont ici constants). Afin d'estimer ces valeurs, nous reconstruisons la cinématique de chaque ion et nous la comparons aux limites de l'acceptance visibles sur la figure 3.44.

La figure 3.49 montre les limites de l'acceptance (en rouge) délimitées expérimentalement, utilisant l'ensemble des réglages du spectromètre. Un ion caractérisé par sa masse, son état de charge, sa vitesse de fission décrit une courbe dans le plan  $(B\rho, \theta_{lab})$  et les limites à l'intérieur desquelles il est mesuré dans le spectromètre sont ainsi déduites. Sur la figure 3.49, la cinématique correspondant au fragment  $^{122}\text{Sn}$ , dont la vitesse de fission est de 1,15 cm/ns (voir la figure 3.51), est représentée pour ses treize états de charge. Chacun d'eux est mesuré dans l'expérience entre deux angles du référentiel du laboratoire  $\theta_{lab}^{arrière}$  et  $\theta_{lab}^{avant}$ . La transformation de ces limites dans le repère du système fissionnant permet de déterminer pour chaque ion ( $Z, A, q$ ) l'intervalle angulaire  $(\theta_{fiss,min}, \theta_{fiss,max})$  dans lequel il est mesuré sans coupure (voir la figure 3.50). Comme montré sur la figure 3.48, ces limites varient pour chaque état de charge.

Dans cette analyse, nous avons tenu compte du fait que les distributions en  $v_{fiss}$  ont une certaine largeur comme le montre la figure 3.51.

Les limites que nous avons considérées pour chaque ion correspondent aux limites les plus strictes pour les courbes cinématiques calculées en prenant  $v_{fiss} = \langle v_{fiss} \rangle - 2\sigma$  et  $v_{fiss} = \langle v_{fiss} \rangle + 2\sigma$  où  $\langle v_{fiss} \rangle$  désigne la valeur moyenne de la distribution en

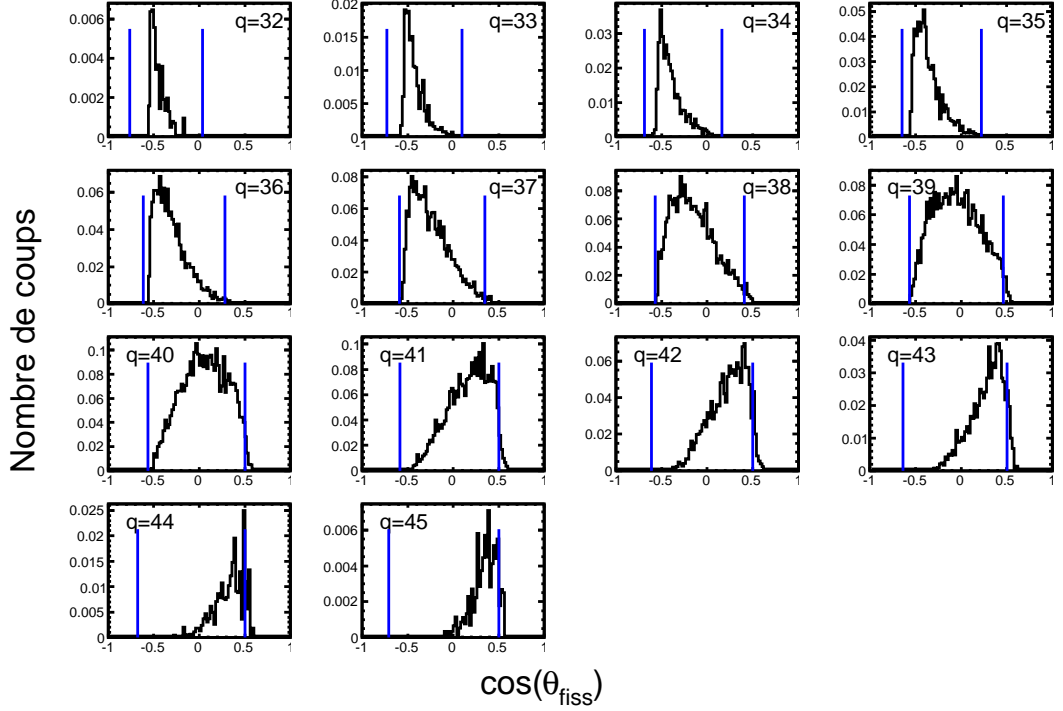


FIGURE 3.48 – Distribution angulaire de chaque état de charge des noyaux de  $^{122}\text{Sn}$  produits par la fission du  $^{250}\text{Cf}$ . L'écart entre la coupure calculée et la limite de la distribution angulaire observée pour les états de charge les plus petits provient de l'arrêt des ions dans la chambre à ionisation.

vitesse et  $\sigma$  la largeur de celle-ci. Les limites associées à chaque état de charge du  $^{122}\text{Sn}$  sont représentées en bleu sur la figure 3.48.

### 3.4.2.4 Rendements isotopiques

On détermine alors les rendements isotopiques  $Y_1(Z, A)$  en sommant l'ensemble des états de charge.

$$Y_1(Z, A) = \int_{\cos(\theta_{fiss,max})}^{\cos(\theta_{fiss,min})} \sum_{q_{min}}^{q_{max}} Y_q(Z, A, q) \quad (3.41)$$

avec  $Y_q(Z, A, q)$  le rendement relatif de chaque ion correspondant à l'intégrale d'une figure similaire à 3.47.  $\cos(\theta_{fiss,min})$  et  $\cos(\theta_{fiss,max})$  sont les valeurs limites minimales que l'on vient de déterminer à l'intérieur desquelles la distribution angulaire n'est pas coupée par l'acceptance du spectromètre pour aucun état de charge.

La somme des distributions des états de charge est en effet effectuée uniquement sur la plage en  $\cos(\theta_{fiss})$  non coupée par l'acceptance. Cette région est représentée par les barres bleues sur la figure 3.52 que l'on obtient en sommant l'ensemble des états de charge d'un isotope donné. Nous calculons alors un facteur de correction  $f_\theta$ , défini par la relation 3.42, qui permet d'estimer la portion que nous n'avons pas mesurée.

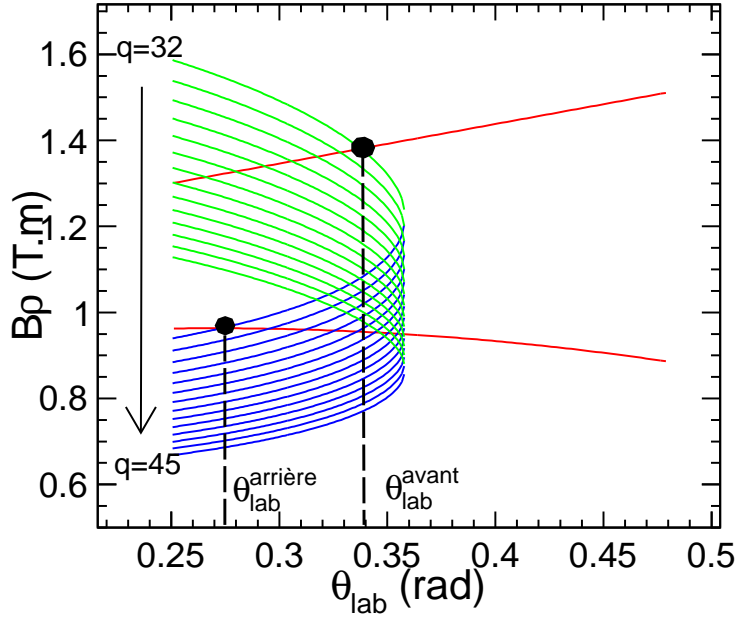
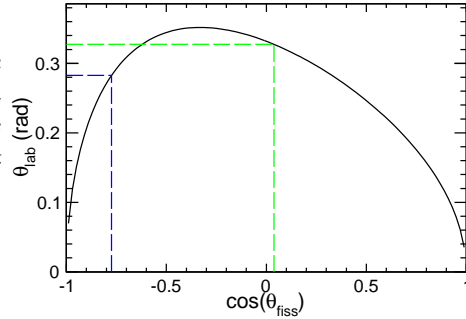


FIGURE 3.49 – Cinématique des différents états de charge du  $^{122}\text{Sn}$ . L'état de charge le plus petit ( $q=32$ ) correspond aux valeurs de  $Bp$  les plus grandes et l'état de charge le plus grand ( $q=45$ ) aux valeurs les plus petites. La partie verte représente les angles avant de la distribution et la bleue les angles arrière. Les traits rouges représentent les limites de l'acceptance que nous avons observées expérimentalement. Les points noirs représentent les angles avant et arrière déterminant les limites de l'acceptance pour l'ion  $^{122}\text{Sn}^{32+}$ .

FIGURE 3.50 – Évolution de l'angle  $\theta$  dans le référentiel du laboratoire de l'ion  $^{122}\text{Sn}^{32+}$  en fonction de  $\cos(\theta_{fiss})$  (en noir). Les coupures induites par l'acceptance des angles avant et arrière sont également présentées respectivement en vert et bleu.



$$f_{\theta} = \frac{2}{\cos \theta_{fiss,max} - \cos \theta_{fiss,min}} \quad (3.42)$$

On obtient alors les rendements isotopiques  $Y(Z,A)$  à partir de la relation 3.43.

$$Y(Z,A) = Y_1(Z,A) f_{\theta} \quad (3.43)$$

Cette extrapolation de la distribution repose sur l'hypothèse selon laquelle la distribution angulaire des fragments de fission est plate. Or, des mesures de distributions angulaires sur des noyaux et des énergies d'excitation comparables montrent la présence d'une anisotropie

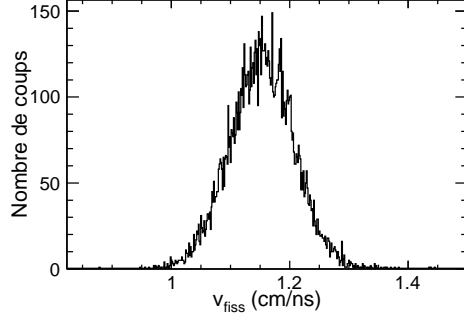
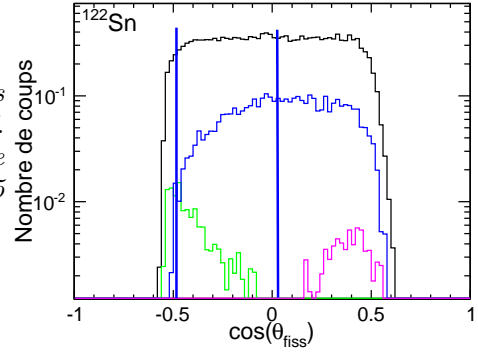


FIGURE 3.51 – Largeur de la distribution en  $v_{fiss}$  pour le  $^{122}\text{Sn}$ .

FIGURE 3.52 – Distribution angulaire des noyaux de  $^{122}\text{Sn}$  issus de la fission du  $^{250}\text{Cf}$ . Trois distributions provenant des états de charge  $q=35$  (en vert),  $q=40$  (en bleu) et  $q=45$  (en mauve) sont également affichées.



dans les distributions angulaires des produits de fission [Delaune, 2009 ; Back *et al.*, 1985 ; Vandenbosch *et al.*, 1961]. Cela peut induire une erreur sur l'estimation du facteur  $f_\theta$  dans le cas où l'anisotropie évoluerait avec la masse des produits de fission ce qui est suggéré par certaines mesures [Flynn *et al.*, 1964].

Étant donné que nos distributions angulaires sont limitées à la région  $60^\circ \lesssim \theta_{fiss} \lesssim 120^\circ$ , les distributions angulaires ne sont pas sensibles à l'anisotropie (surtout forte aux angles avant). De plus, une anisotropie constante sur l'ensemble des masses ne modifierait pas l'influence du facteur  $f_\theta$ . Ce point sera rediscuté dans la section 3.4.2.5.

L'ensemble des distributions isotopiques des produits de fission du  $^{250}\text{Cf}$  obtenues en supposant une distribution angulaire isotrope est présentée sur la figure 3.53.

#### Incertitudes sur les rendements isotopiques

Les incertitudes sur les rendements que nous avons mesurés proviennent à la fois des erreurs systématiques et des erreurs statistiques. Les erreurs systématiques que nous avons considérées concernent uniquement l'erreur sur la normalisation  $\epsilon_{norm}$  et sont présentées dans la section 3.4.1. Les erreurs statistiques sont déterminées à partir de  $\epsilon_{stat} = 1/\sqrt{N}$  où  $N$  est le nombre de coups des spectres enveloppes — tel que celui présenté sur la figure 3.47 — non normalisé à l'intensité du faisceau et à l'acceptance en  $\varphi$ .

Finalement, l'erreur globale sur les rendements relatifs est déterminée à partir de la relation 3.44.

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon_{norm}^2 + \epsilon_{stat}^2} \quad (3.44)$$



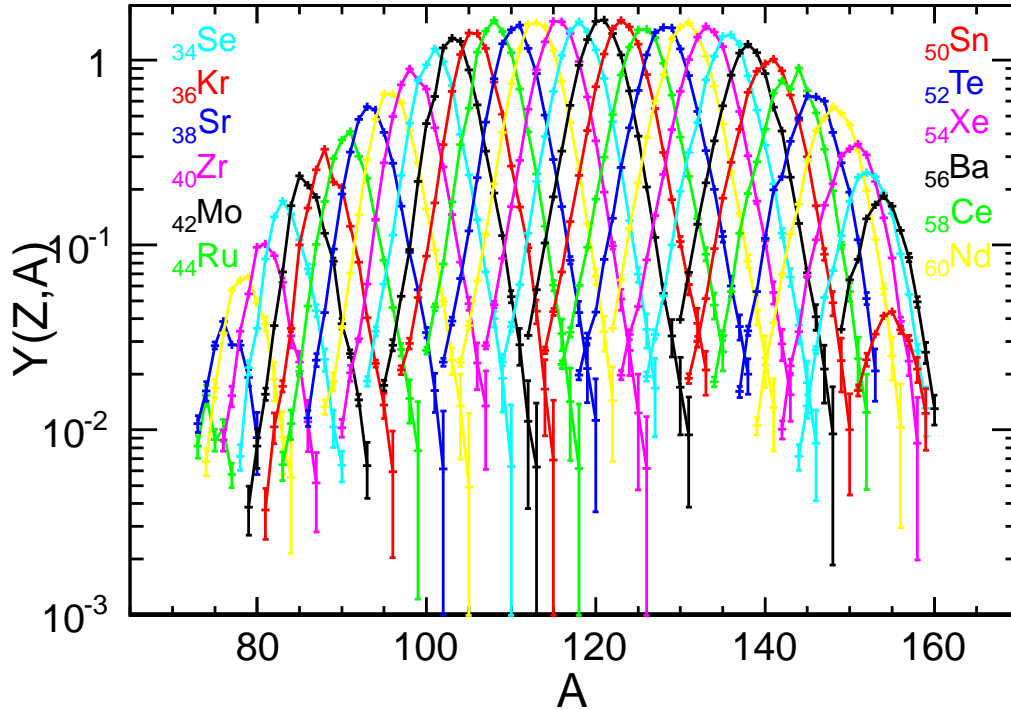


FIGURE 3.53 – Distributions isotopiques de l'ensemble des éléments issus de la fission du  $^{250}\text{Cf}$ . Chaque couleur représente un élément chimique de  $Z=30$  à  $64$ . L'ensemble des rendements est normalisé à 200.

### 3.4.2.5 Reconstruction des distributions angulaires à partir de la distribution en état de charge

L'obtention des rendements isotopiques présentés dans la section précédente repose sur une mesure restreinte de la distribution angulaire. En effet, les distributions angulaires de chaque état de charge ne sont complètes que sur une zone limitée du fait des coupures induites par l'acceptance du spectromètre.

Nous avons alors cherché à extrapoler les distributions angulaires de chaque état de charge afin de retrouver la distribution totale. Pour cela, nous avons besoin d'un modèle qui prédit l'évolution de la distribution en état de charge avec la vitesse et le numéro atomique. En effet, la distribution angulaire de chaque état de charge peut être représentée par la relation 3.45.

$$N_q(\theta_{fiss}, Z) = W(\theta_{fiss})P_q(v, Z) = W(\theta_{fiss})P_q(\theta_{fiss}, Z) \quad (3.45)$$

$N_q(\theta_{fiss}, Z)$  représente le nombre de coups associés à l'angle  $\theta_{fiss}$  et au numéro atomique  $Z$ .  $W(\theta_{fiss})$  représente la distribution angulaire; sa valeur est constante dans le cas d'une distribution isotrope.  $P_q(v, Z)$  représente la probabilité de peupler l'état de charge  $q$  à la vitesse  $v$  et le numéro atomique  $Z$ .  $\theta_{fiss}$  et  $v$  étant reliés par l'expression 3.39, nous déterminons cette probabilité en fonction de l'angle  $\theta_{fiss}$ .

Le modèle de Baron [Baron *et al.*, 1993], présenté dans la section 2.1.1, a été utilisé car il reproduit le plus correctement les distributions en état de charge pour notre gamme en énergie et en numéro atomique.

**Modèle de distribution en état de charge**

Notre choix s'est arrêté sur le modèle de Baron après l'avoir comparé à deux autres : ceux de Schiwietz [Schiwietz et Grande, 2001] et de Nikolaev [Nikolaev et Dmitriev, 1968]. Pour cela, nous avons utilisé des mesures de distributions en état de charge réalisées au GANIL [Jacquot, 2012] et correspondant donc à notre régime en énergie. Nous avons sélectionné uniquement les noyaux correspondant à notre plage en numéro atomique ( $Z \approx 30 - 60$ ) ce qui équivaut à une dizaine de distributions. Ces données sont présentées dans le tableau 3.4.

Les prédictions des trois modèles sont présentées sur la figure 3.54.

Les modèles de Nikolaev (en bleu) et de Schiwietz (en vert) fournissent globalement les mêmes prédictions mais surestiment systématiquement, d'environ un facteur 2, la largeur des distributions expérimentales. Ce n'est pas le cas du modèle de Baron (en rouge) qui prédit toujours une largeur conforme aux données expérimentales. Néanmoins, une erreur d'un état de charge est parfois présente dans l'estimation de l'état de charge moyen.

Z	A	E (MeV/u)	q	%q	Z	A	E (MeV/u)	q	%q
28	64	6,80	27	3,76	47	107	7,94	42	12,06
			26	25,79				41	21,52
			25	34,47				40	24,32
			24	17,59				39	18,33
			23	3,96				38	9,52
30	70	9,90	30	0,67	50	112	9,48	46	5,60
			29	11,49				45	15,00
			28	50,00				44	24,00
			27	29,01				43	24,20
			26	6,41				42	16,90
32	76	8,90	31	3,17	54	129	4,70	43	5,54
			30	33,13				42	11,60
			29	38,24				41	17,44
			28	16,83				40	19,70
			27	3,59				39	16,93
36	86	5,46	32	13,93	54	129	5,50	44	6,72
			31	24,40				43	12,03
			30	23,18				42	16,98
			29	13,30				41	17,58
			28	5,5				40	13,58
36	86	8,80	35	0,39	54	129	6,90	46	7,45
			34	19,61				45	16,30
			33	34,76				44	26,97
			32	29,95				43	21,00
			31	13,15				42	14,32
41	93	4,72	35	10,20	54	129	6,90	46	8,22
			34	19,33				45	17,32
			33	22,94				44	26,27
			32	18,75				43	19,64
			31	9,22				42	12,09
42	92	9,06	39	18,16	73	181	6,10	57	4,68
			38	31,69				56	10,48
			37	27,76				55	16,05
			36	15,15				54	18,77
			35	5,52				53	16,91

Tableau 3.4 – Distributions en état de charge mesurées pour différents noyaux de numéro atomique  $Z$ , de masse  $A$  et d'énergie  $E$ . Le pourcentage de chaque état de charge est affiché dans la colonne %q. Issu de [Jacquot, 2012].

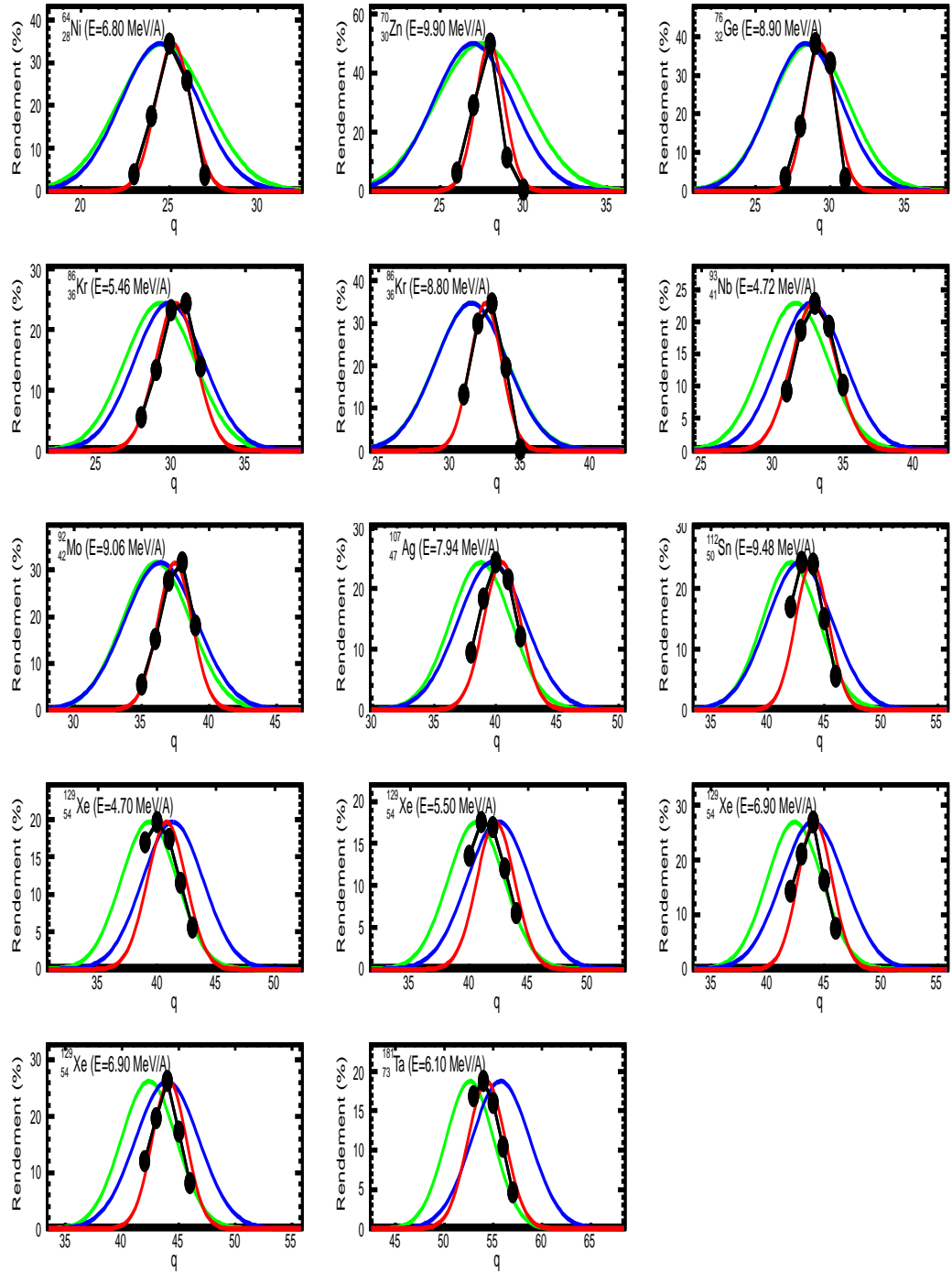


FIGURE 3.54 – Comparaison de différents modèles de distributions en état de charge aux données expérimentales (points noirs) [Jacquot, 2012]. Le modèle de Schiwietz est en vert, celui de Nikolaev en bleu et celui de Baron en rouge.

### Épaisseur d'équilibre

Tous les modèles sont établis pour reproduire la distribution en état de charge à l'épaisseur d'équilibre, épaisseur de matière nécessaire pour stabiliser la distribution en état de charge. Les fragments de fission sont émis en moyenne au milieu de la cible qui est relativement fine  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  soit  $5,01 \cdot 10^{18}$  atomes/ $\text{cm}^2$ ; l'épaisseur de matière qu'ils vont traverser correspond donc à la moitié de la cible ( $2,5 \cdot 10^{18}$  atomes/ $\text{cm}^2$ ) ainsi que  $0,9 \mu\text{m}$  de mylar<sup>1</sup> ( $8,7 \cdot 10^{18}$  atomes/ $\text{cm}^2$ ) soit un total de  $1,12 \cdot 10^{19}$  atomes/ $\text{cm}^2$ .

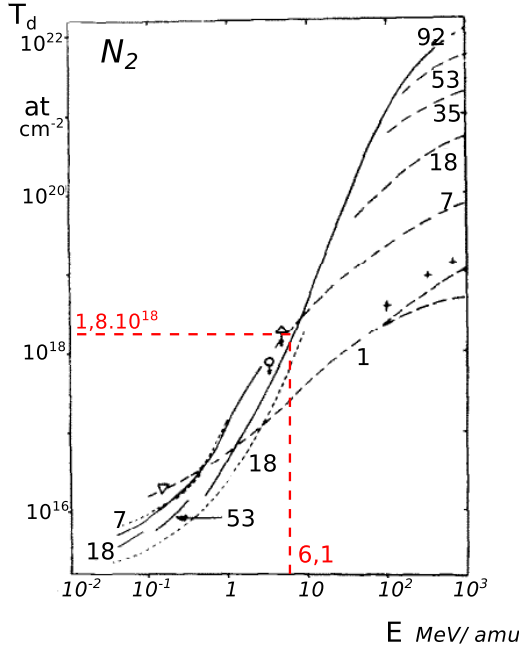


FIGURE 3.55 – Évolution de l'épaisseur d'équilibre  $T_d$  pour un gaz de  $N_2$  en fonction de l'énergie de différents ions  $E$  (de  $Z=1$  à  $92$ ). Les traits en pointillé permettent de représenter l'épaisseur d'équilibre correspondant à l'énergie moyenne des ions que nous avons mesurée ( $6,1 \text{ A MeV}$ ). Issu de [Dmitriev et al., 1986].

Un modèle prévoit que l'épaisseur d'équilibre d'une particule avec une énergie de  $6,1 \text{ A MeV}$  (énergie moyenne des produits de fission) traversant un gaz de  $N_2$  (élément chimique proche du carbone) se situe autour de  $1,8 \cdot 10^{18}$  atomes/ $\text{cm}^2$  [Dmitriev et al., 1986] (voir la figure 3.55). Pour les fragments les plus énergétiques ( $E \approx 10 \text{ A MeV}$ ), le modèle prévoit une épaisseur d'équilibre autour de  $4 \cdot 10^{18}$  atomes/ $\text{cm}^2$  ce qui est en-dessous de l'épaisseur rencontrée. On peut donc considérer que l'ensemble des produits de fission ont traversé une couche de matière suffisante pour atteindre l'équilibre.

### Reconstruction des distributions angulaires

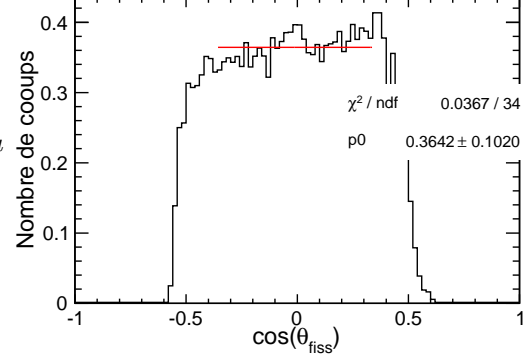
Nous disposons d'un modèle de distribution en état de charge adapté à nos plages en énergie et en numéro atomique. Nous l'utilisons pour prédire la distribution correspondant à une valeur de  $\cos(\theta_{fiss})$  donnée.

On obtient donc une distribution en état de charge gaussienne dont la valeur moyenne et la largeur sont données par le modèle de Baron tandis que l'amplitude dépend de chaque isotope. L'amplitude correspond au paramètre  $W$  de l'équation 3.45. Elle est prise comme constante et étant égale à la valeur moyenne de la distribution angulaire sur la plage où la distribution n'est pas coupée par l'acceptance  $W_0$  (voir la figure 3.56).

1. Une galette de microcanaux était présente derrière la cible afin de déclencher la mesure du temps de vol mais elle n'a pas fonctionné.

On introduit un paramètre libre dans notre fonction pour tenir compte d'un éventuel décalage dans l'estimation de l'état de charge moyen :  $\bar{q}_{\text{offset}}$ . On a en effet vu, sur la figure 3.54, que la valeur moyenne prédite par le modèle de Baron pouvait quelques fois différer de la valeur expérimentale.

FIGURE 3.56 – Distribution angulaire du  $^{124}\text{Sn}$ .  $W_0$  vaut 0,374 4.



Plusieurs valeurs de décalage sont testées successivement et, pour chacune d'entre elles, on trace la fonction sur la distribution angulaire associée à chaque état de charge. On utilise la valeur du décalage qui minimise le  $\chi^2$  entre la fonction calculée et les données. On obtient alors le résultat présenté sur la figure 3.57.

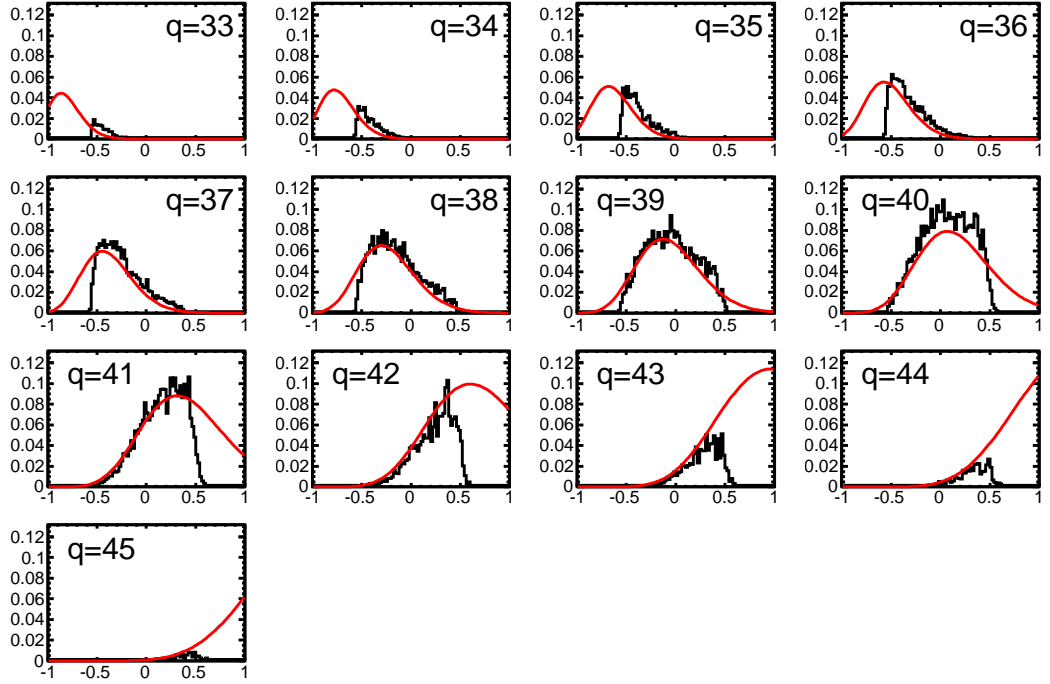


FIGURE 3.57 – Estimation de la partie manquante des distributions angulaires de chaque état de charge du  $^{124}\text{Sn}$ . Le décalage utilisé est  $\bar{q}_{\text{offset}} = -0,825$ .

L'accord entre notre fonction et les données est particulièrement bon ce qui permet d'affirmer que les corrections de l'acceptance en  $\varphi$  et la normalisation à l'intensité du faisceau

que nous avons apportées sont globalement correctes. Les distributions angulaires des états de charge sont donc très bien reproduites en supposant une distribution angulaire isotrope. Nous avons néanmoins essayé d'ajouter un paramètre supplémentaire  $\alpha$  dans notre procédure d'ajustement afin d'estimer l'anisotropie. L'amplitude de la distribution en état de charge  $A$  était donnée par la relation 3.46.

$$W(\theta_{fiss}) = W_0(1 + \alpha \cos^2(\theta_{fiss})) \quad (3.46)$$

Les valeurs prises par le paramètre  $\alpha$  n'ont pas permis de mettre en évidence une anisotropie cohérente sur l'ensemble des données. Globalement, une amplitude constante  $A = A_0$  permet de reproduire de manière satisfaisante les distributions angulaires que nous avons mesurées. L'hypothèse sur laquelle repose la déduction du facteur  $f_\theta$  n'est donc pas erronée.

La très bonne reproduction de nos données avec le modèle de Baron (au décalage de l'état de charge moyen près) permet d'utiliser ce modèle pour calculer la distribution en état de charge pour des énergies comprises entre 4 à 10 A MeV et des numéros atomiques entre 30 et 60. Le décalage de l'état de charge moyen est constant pour un même  $Z$  quelle que soit la masse. Les valeurs de ce décalage sont données dans l'annexe B.

## 4 Analyse de l'expérience avec le séparateur LISE

### 4.1 Identification des produits de fission

Cette section présente la méthode qui a été utilisée pour identifier le numéro atomique  $Z$ , la masse  $A$  et l'état de charge ionique  $q$  des produits de fission à partir des mesures de leur vitesse, leur perte d'énergie, leur énergie résiduelle et leur rigidité magnétique. Une grande partie du travail a été réalisée en collaboration avec O. Tarasov. L'étalonnage des détecteurs est présenté dans la section 4.1.1 tandis que l'identification des particules est décrite dans la section 4.1.2.

Cette expérience était un test visant à vérifier la possibilité de produire des faisceaux secondaires de noyaux lourds riches en neutrons. Cela implique que le temps de faisceau que nous avons eu était relativement limité (3 jours) et des problèmes au niveau du cyclotron ont entraîné un retard de 40 heures. Au final, le faisceau a été délivré durant 58 heures dont 24 ont été utilisées pour ajuster le spectromètre et effectuer les étalonnages, ce qui correspond à un temps de faisceau effectif (en présence d'une cible) de 34 heures. Cela permet d'expliquer la difficulté rencontrée pour vérifier l'identification à partir des raies  $\gamma$  présentée dans la section 4.1.3.

#### 4.1.1 Étalonnage des détecteurs

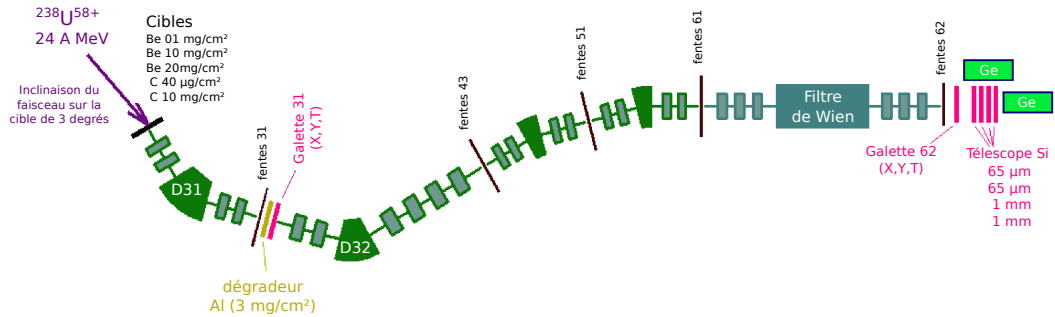


FIGURE 4.1 – *Dispositif expérimental de l'expérience e547.*

Pour l'identification en rigidité magnétique, des mesures de positions et de temps de vol sont effectuées. Au plan focal final, un ensemble de détecteurs siliciums permet de mesurer la perte d'énergie  $\Delta E$  ainsi que l'énergie résiduelle des produits de fission.



#### 4.1.1.1 Détecteurs en position

Deux mesures de positions sont effectuées à partir de deux galettes de microcanaux, Galette31 et Galette62, placées aux plans focaux intermédiaire et final. Chaque galette mesure les positions horizontale et verticale des produits de fission. La mesure de position repose sur la mesure de temps de propagation du signal le long d'une ligne à retard. Une particule qui traverse une galette va créer des paires électron-trou. Les électrons sont amplifiés par la galette de microcanaux et sont collectés sur une électrode reliée à une ligne à retard. On mesure alors les temps d'arrivée de ces électrons de part et d'autre de l'électrode  $t_1$  et  $t_2$ . La différence de temps d'arrivée permet alors de connaître la position d'où ont été émis les électrons et donc où est passée la particule. En connaissant précisément la longueur de l'électrode  $L$  on peut remonter à la position  $x$ . En effet, on a

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \alpha(L - x) - \alpha x \quad (4.1)$$

ce qui donne  $x = \frac{L}{2} - \frac{\Delta t}{2\alpha}$  avec  $\alpha = \tau/l$  où  $l$  désigne la longueur qui sépare deux fils et  $\tau$  le temps nécessaire pour parcourir cette distance.

On a donc mesuré un temps entre la gauche XG1 et la droite XD1. Le montage électronique est présenté sur la figure 4.2. La mesure de différence de temps entre la gauche

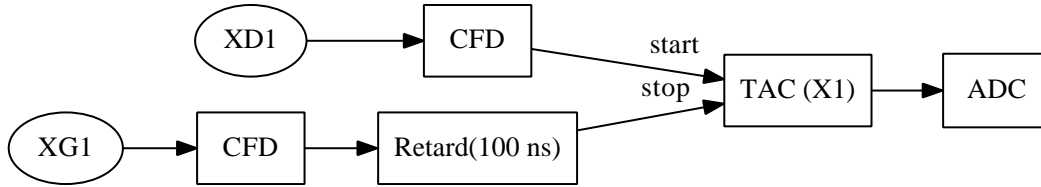


FIGURE 4.2 – Montage électronique permettant la mesure de la position  $x$  à l'aide d'une galette de microcanaux.

et la droite est effectuée à l'aide d'un TAC (*Time-to-Amplitude Converter*) qui permet de convertir un temps en amplitude. On ne peut pas savoir à priori lequel du temps  $t_1$  ou  $t_2$  sera le plus long suivant que la particule traverse du côté gauche ou droit. Le signal indiquant l'arrêt de la prise de temps est alors retardé de 100 ns de façon à s'assurer que le signal d'arrêt arrive toujours après le signal de début. Le signal du TAC est ensuite envoyé dans un convertisseur analogique-numérique afin de pouvoir le traiter numériquement.

L'étalonnage en position des deux galettes a été effectué à partir des données expérimentales. Pour cela, les fentes permettant de stopper les fragments de fission ont été ajustées de manière à ne laisser passer les fragments de fission que sur une certaine partie des galettes. Plusieurs positions ont ainsi été scannées. En relevant la position en canal correspondant aux différents réglages des fentes, on obtient les coefficients d'ajustement. La figure 4.3 montre l'étalonnage de la position  $x$  de la Galette31. La droite d'ajustement nous donne

$$X1_{\text{cal}} = 5,426 \cdot 10^{-3} X1_{\text{brut}} - 19,53 \quad (4.2)$$

Ce travail a été effectué pour les positions  $x$  et  $y$  des deux galettes.

On a pu vérifier la validité de cet étalonnage. Étant donné que les produits de fission couvraient l'ensemble du détecteur, ses limites physiques apparaissent visiblement sur la figure 4.4 entre -13 et 17 cm ce qui est cohérent avec la taille de la galette qui mesure 30 cm.

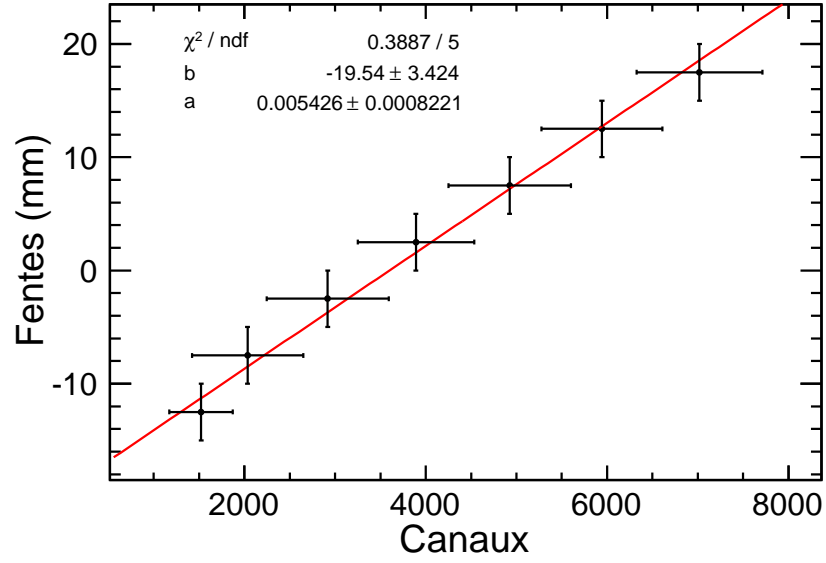


FIGURE 4.3 – Positions des fentes en fonction du numéro de canal correspondant à l'amplitude moyenne pour la Galette31. Les barres d'erreur horizontales correspondent à la largeur de la distribution tandis que les verticales représentent la largeur de l'ouverture de la fente.

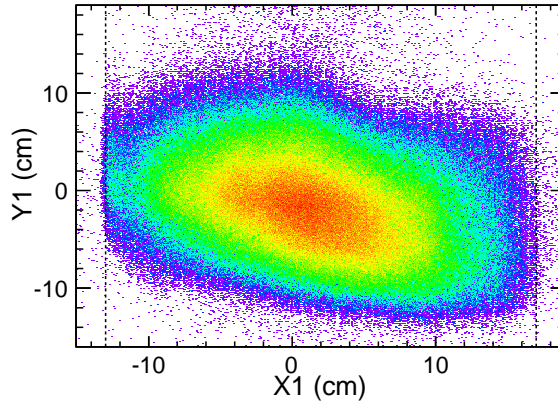


FIGURE 4.4 – Répartition des impacts des fragments de fission sur la Galette31. Les deux traits en pointillé représentent les limites physiques du détecteur.

#### 4.1.1.2 Mesure de l'énergie dans les détecteurs silicium

L'étalonnage en énergie a été effectué en deux étapes. Au moment de l'expérience, un étalonnage au pulseur a été réalisé et l'énergie déposée par le faisceau d' $^{238}\text{U}$  a permis d'avoir un point à haute énergie. Ensuite, durant l'analyse des données, une fois que l'identification des noyaux est connue, on vérifie que la perte d'énergie estimée pour un noyau donné correspond à l'énergie issue du premier étalonnage. Un jeu d'optimisation par itération permet d'affiner l'étalonnage en énergie des détecteurs en silicium tout en confirmant l'identification.

### 4.1.2 Identification des particules

Une fois que l'étalonnage des différents détecteurs est réalisé, l'identification des particules peut être effectuée. Elle repose sur la même méthode que celle de l'expérience e516 avec le spectromètre VAMOS, présentée dans le chapitre 3. Dans la mesure où la méthode est la même et où la grande partie du travail a été effectué par O. Tarasov [Tarasov, 2010], je vais présenter rapidement les différentes étapes et les résultats sans entrer dans les détails.

#### 4.1.2.1 Mesure de la vitesse

La mesure de la vitesse repose sur les mesures d'un temps de vol et d'une distance de vol.

La mesure du temps de vol a été effectuée entre la Galette31 et le premier silicium ce qui correspond à une distance de 35,243 m. Étant donné la faible acceptance angulaire du séparateur ( $\pm 15$  mrad en  $\theta$  et en  $\varphi$ ), la distance de vol est considérée comme constante quelle que soit la rigidité magnétique de l'ion.

#### 4.1.2.2 Mesure de la rigidité magnétique

Contrairement au spectromètre VAMOS, la détermination de la rigidité magnétique d'un ion est relativement simple et s'appuie uniquement sur la mesure des deux positions par les galettes Galette31 et Galette62. En effet, les angles pris par les ions sont relativement petits (quelques mrad) comparés à ceux traversant VAMOS. Ainsi un ion traversant le premier dipôle voit sa trajectoire modifiée suivant la valeur de sa rigidité magnétique relative  $f(B\rho)$ . La modification de sa trajectoire peut être représentée de manière simplifiée par la relation 4.3.

$$\begin{pmatrix} x' \\ f(B\rho)' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M & D \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ f(B\rho) \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Les primes permettent d'identifier les valeurs de la position et de la rigidité magnétique relative prises par la particule après son passage par le dipôle. Après le passage par le dipôle D31, la position  $x'$  correspond donc à la position X31 que l'on a mesurée avec la Galette31.  $M$  désigne le grandissement et  $D$  la dispersion du dipôle. La position à la cible est considérée comme nulle ( $x=0$ ). Nous déterminons alors la rigidité magnétique relative de l'ion à partir de la seule position relevée sur la Galette31.

$$\begin{aligned} f(B\rho) &= \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0} = \frac{X31}{D31} \\ B\rho &= B\rho_0 \left( 1 + \frac{X31}{D31} \right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

D31 correspond à la dispersion du premier dipôle.

Le passage par le second dipôle, qui possède la même rigidité magnétique nominale  $B\rho_0$  que le premier dipôle, conduit alors à l'expression 4.5.

$$B\rho = B\rho_0 \left( 1 + \frac{X62}{D62} - \frac{MX31}{D31} \right) \quad (4.5)$$

$M$  représente le grandissement et vaut 2,67. Au cours de l'expérience la dispersion D31 a été mesurée et vaut 1,90 cm/%.

Les positions X31 et X62 étant étalonnées, nous obtenons alors la rigidité magnétique de chaque particule. La figure 4.5 présente la distribution en rigidité magnétique obtenue.

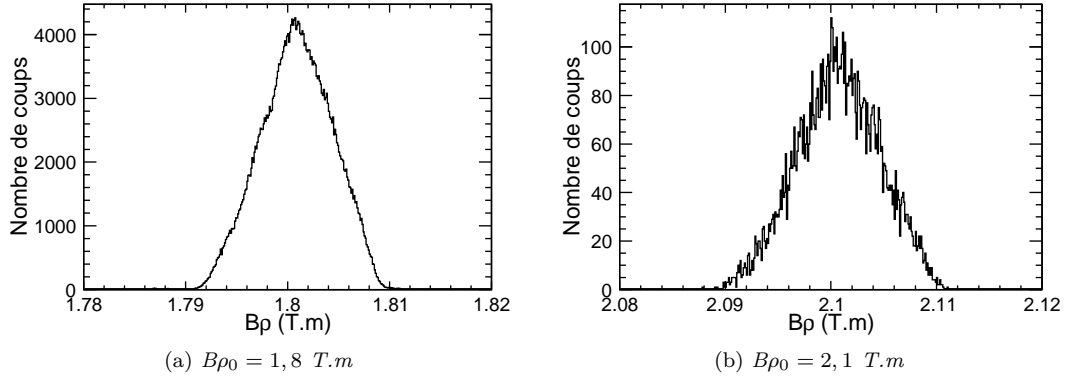


FIGURE 4.5 – Distribution en rigidité magnétique des produits de fission pour les réglages  $B\rho_0 = 1,8 \text{ T.m}$  (a) et  $B\rho_0 = 2,1 \text{ T.m}$  (b). La cible de carbone de  $15 \text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur est utilisée dans les deux cas.

La distribution en rigidité magnétique est beaucoup plus étroite que celle obtenue avec le spectromètre VAMOS. Cela reflète le fait que l'acceptance en rigidité magnétique de LISE est plus petite avec  $\pm 2,63\%$  [Anne *et al.*, 1987] contre  $\pm \approx 5\%$  pour VAMOS.

#### 4.1.2.3 Identification de la masse et de l'état de charge

À partir de la vitesse et de la rigidité magnétique, nous déterminons la valeur du rapport  $A/q$  en utilisant la relation 2.6. En parallèle, on a déterminé une estimation de la masse  $A_E$  à partir de l'énergie mesurée dans les détecteurs en silicium :  $A_E = \frac{TKE}{m_0(\gamma-1)}$  avec  $m_0 = 931,494 \text{ MeV}/c^2$  et  $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$  où  $v$  est la vitesse de la particule que l'on a mesurée et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. L'état de charge ionique est alors obtenu en divisant  $A_E$  par  $A/q$ . Enfin, la masse est déterminée en multipliant cet état de charge par le rapport  $A/q$ . La figure 4.6 présente la résolution que l'on a obtenue pour les distributions en état de charge et en masse.

La distribution en état de charge s'étend de  $q \approx 30$  à  $60$  avec une résolution de  $R(\text{FWHM}) = 0,57$  pour  $q = 48$ . La distribution en masse s'étale des masses  $A \approx 70$  à  $160$  avec une résolution de  $R(\text{FWHM}) = 0,62$  pour  $A = 120$ . Pour rappel, la résolution en masse obtenue avec le spectromètre VAMOS vaut  $0,80$  pour la masse  $123$  de l'étain (voir la figure 3.37b). La meilleure résolution en masse obtenue avec le séparateur LISE s'explique par la très grande distance de vol qui permet une résolution en temps de vol accrue. Elle peut également provenir du fait que dans l'expérience avec VAMOS, la mesure du temps de vol a été effectuée en utilisant la radio-fréquence du cyclotron.

#### 4.1.2.4 Identification du numéro atomique

Le numéro atomique a été identifié à partir des spectres représentant la perte d'énergie  $\Delta E$  en fonction du temps de vol (voir la figure 4.7). L'énergie du  $\Delta E$  correspond à l'énergie déposée dans Si1 et le temps de vol correspond au temps mesuré entre la Galette31 et le Si1. À partir de petites tranches en temps de vol, nous avons récupéré la position moyenne des différents pics apparaissant dans la distribution en perte d'énergie (qui correspondent à un  $Z$  donné). Nous avons ensuite choisi d'exprimer la dépendance de la perte d'énergie  $\Delta E$

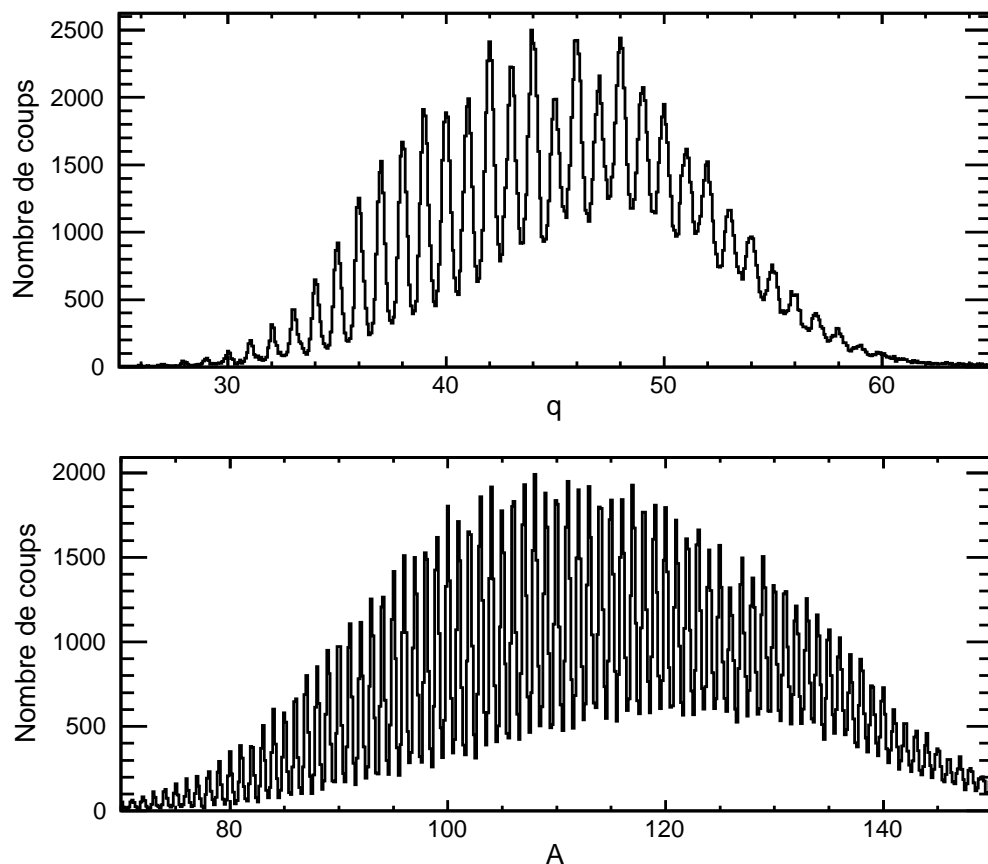


FIGURE 4.6 – *Distribution en état de charge (haut) et en masse (bas) pour l'ensemble des données obtenues avec la cible de carbone de 15 mg/cm<sup>2</sup>. Les données ne sont pas normalisées.*

avec le temps de vol  $t$  de manière simplifiée à l'aide de la relation 4.6.

$$\Delta E = at + b \quad (4.6)$$

Le caractère linéaire est justifié par le fait que la perte d'énergie est beaucoup moins importante que dans l'expérience avec le spectromètre VAMOS et aussi par le fait que la mesure se fait sur une gamme en vitesse restreinte.

Finalement, nous avons obtenu une dépendance des paramètres  $a$  et  $b$  avec le numéro atomique. Le résultat est visible sur la figure 4.8. Les paramètres  $a$  et  $b$  présentent donc une évolution globalement linéaire avec le numéro atomique ( $a = a_1 Z + a_0$ ). Cela nous permet alors d'exprimer  $Z$  en fonction de  $\Delta E$  et  $t$  avec l'équation 4.7.

$$Z = \frac{\Delta E - b_0 - a_0 t}{a_1 t + b_1} \quad (4.7)$$

On obtient finalement la distribution en numéro atomique présentée sur la figure 4.9. Le numéro atomique des produits de fission a donc été obtenu avec une résolution suffisante

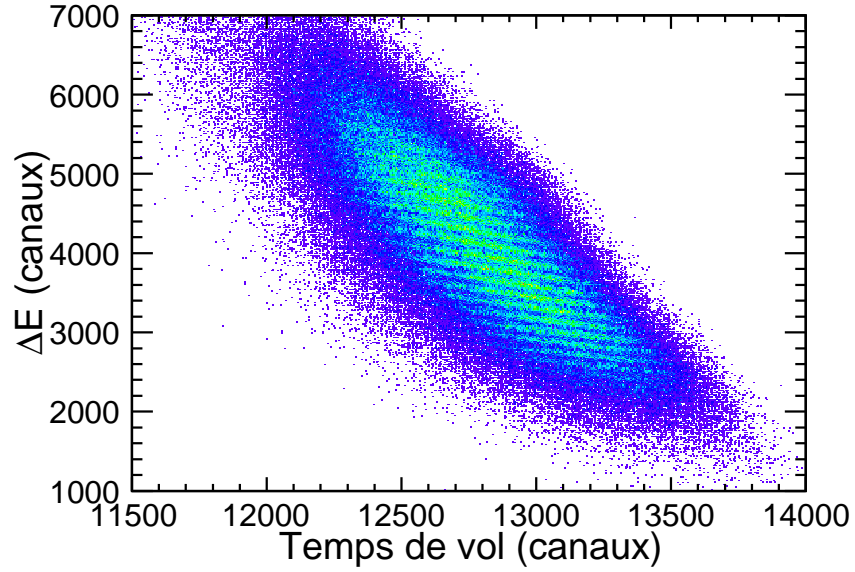


FIGURE 4.7 – Évolution de la perte d'énergie  $\Delta E$  avec le temps de vol  $t$  pour l'ensemble de l'expérience (toutes cibles confondues).

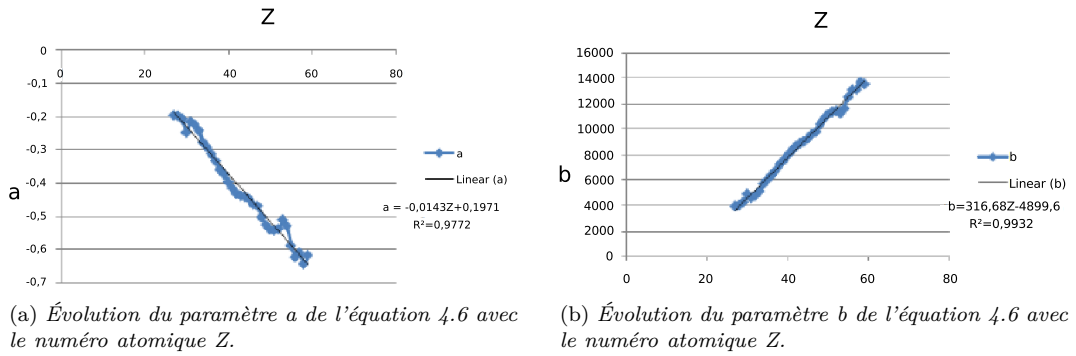


FIGURE 4.8 – Évolution des paramètres  $a$  et  $b$  de l'équation 4.6 avec le numéro atomique.

( $\Delta Z/Z = 0,72$  pour  $Z=45$  et  $0,87$  pour  $Z=52$ ) sur une gamme de  $Z \approx 30$  à  $60$ . Comparée à l'expérience avec VAMOS, la résolution en numéro atomique est meilleure pour  $Z \lesssim 52$  dans cette expérience mais se dégrade rapidement pour les numéros atomiques plus élevés. L'autre expérience présente donc une meilleure résolution pour les grands numéros atomiques. Cela peut provenir de la moins bonne qualité des détecteurs silicium pour l'expérience avec LISE.

#### 4.1.3 Vérification de l'identification

Comme pour l'expérience avec VAMOS, nous avons utilisé des détecteurs germanium pour mesurer les rayons  $\gamma$  émis par les produits de fission. Cependant, à la différence de l'expérience avec VAMOS où les rayons  $\gamma$  étaient détectés à la cible, les rayons  $\gamma$  mesurés dans cette expérience l'ont été à la fin du séparateur. Ils correspondent donc aux transi-

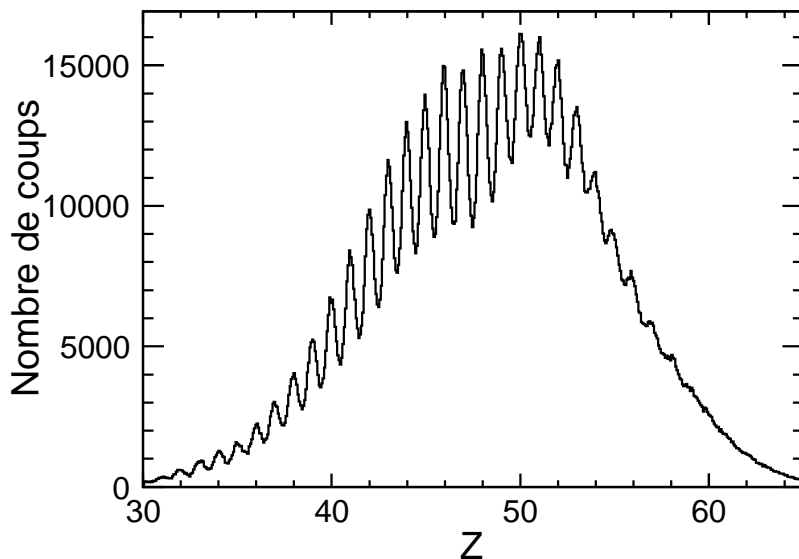
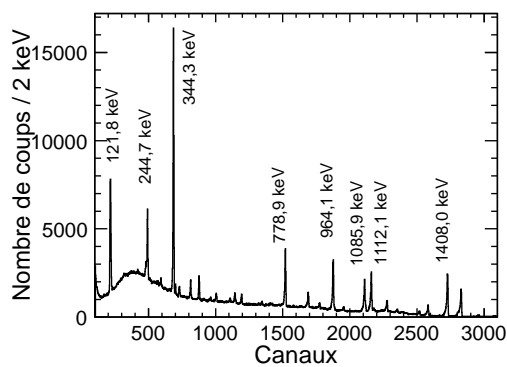


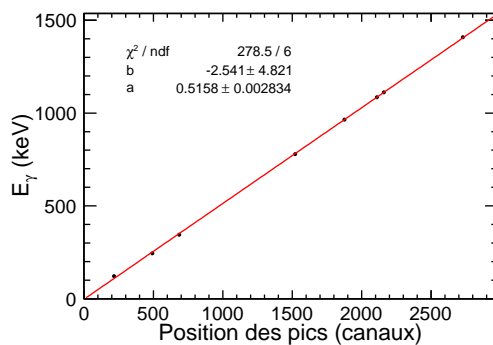
FIGURE 4.9 – Distribution en numéro atomique pour l'ensemble de l'expérience (toutes cibles confondues).

tions effectuées par un état isomérique d'un produit de fission. Ainsi il n'est pas nécessaire d'effectuer de correction de l'effet Doppler sur les raies  $\gamma$  détectées.

#### 4.1.3.1 Mesure de l'énergie dans les détecteurs germanium



(a) Spectre  $\gamma$  du  $^{152}\text{Eu}$ .



(b) Courbe d'étalonnage pour le cristal A du premier détecteur germanium

FIGURE 4.10 – Étalonnage du premier cristal du premier détecteur germanium à partir d'une source d' $^{152}\text{Eu}$ .

Deux détecteurs germanium ont été utilisés afin de permettre une identification des produits de fission. Chaque détecteur est composé de quatre cristaux. L'énergie de chaque cristal est donc étalonnée afin de pouvoir additionner la statistique obtenue dans chaque cristal.

Pour l'étalonnage des deux détecteurs germanium, une source d' $^{152}\text{Eu}$  a été utilisée. La courbe d'étalonnage du premier cristal du premier détecteur est présentée sur la figure 4.10b.

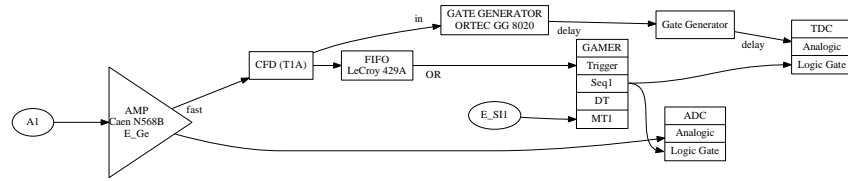


FIGURE 4.11 – Montage électronique associé à chaque cristal des détecteurs germanium.

Un schéma du montage électronique associé à chaque cristal de détecteur germanium est présenté sur la figure 4.11.

#### 4.1.3.2 Spectres en énergie $\gamma$

Une fois l'étalonnage effectué, nous avons recherché les raies  $\gamma$  provenant d'états isomères pour les noyaux compris entre  $Z=30$  et  $60$  et  $A=70$  et  $160$  avec des durées de vie comprises entre  $0,6$  et  $50 \mu\text{s}$ . Pour les durées de vie plus courtes, le noyau a le temps de décroître avant d'atteindre le plan focal du séparateur ; les particules les plus lentes ont une vitesse de  $7,2 \text{ cm/ns}$ . Elles parcourent donc les  $42,8 \text{ m}$  qui séparent la cible des détecteurs germanium en  $595 \text{ ns}$ . Les  $50 \mu\text{s}$  correspondent à la plage en temps que nous avons utilisée pour le TDC (*Time to Digital Converter*).

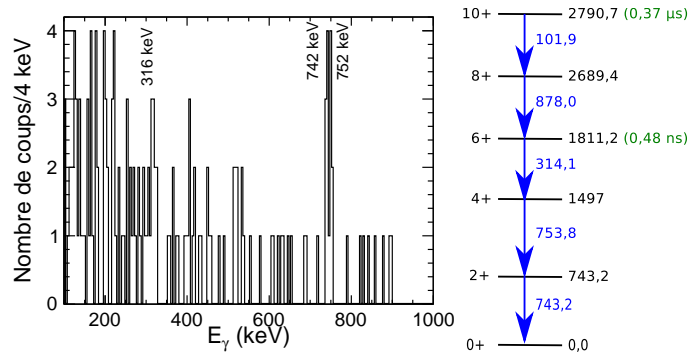


FIGURE 4.12 – Spectre en énergie des rayons  $\gamma$  associés aux noyaux de  $^{128}_{52}\text{Te}$  et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV.

La figure 4.12 présente le spectre  $\gamma$  du  $^{128}_{52}\text{Te}$ . Malgré la faible statistique qui provient essentiellement du fait que nous n'avons eu que 60% du temps de faisceau qui avait été demandé et probablement d'un problème d'électronique, nous avons réussi à identifier les rayons  $\gamma$  émis depuis un état isomérique qui a un temps de vie égal à  $0,37 \mu\text{s}$ . Ce temps est relativement court et certains noyaux de  $^{128}\text{Te}$  — qui possèdent un temps de vol de l'ordre de  $600 \text{ ns}$  — ont dû décroître avant d'arriver au détecteur germanium réduisant encore davantage la statistique disponible. Cependant, l'observation des raies  $\gamma$  à  $753,8$  et  $743,2 \text{ keV}$  permet de confirmer l'identification de ce noyau.



#### 4.1.4 Conclusion sur l'identification

Au total, les produits de fission ont été identifiés pour les numéros atomiques compris entre 30 et 60 et les masses entre 70 et 160.

La figure 4.13 représente les différents isotopes produits avec les cibles de carbone et de béryllium de  $15 \text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur. La différence de cible implique une différence dans le noyau composé formé ainsi que dans l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse (entre 164 et 208 MeV pour la cible de béryllium et entre 210 et 274 MeV avec le carbone). Une énergie dans le centre de masse accrue devrait permettre la formation de noyaux lourds riches en neutrons mais aucun nouvel isotope n'a été identifié. En particulier, la statistique correspondant aux noyaux avec un numéro atomique supérieur à 65 est extrêmement limitée. Le temps de faisceau limité peut expliquer l'absence de tels éléments.

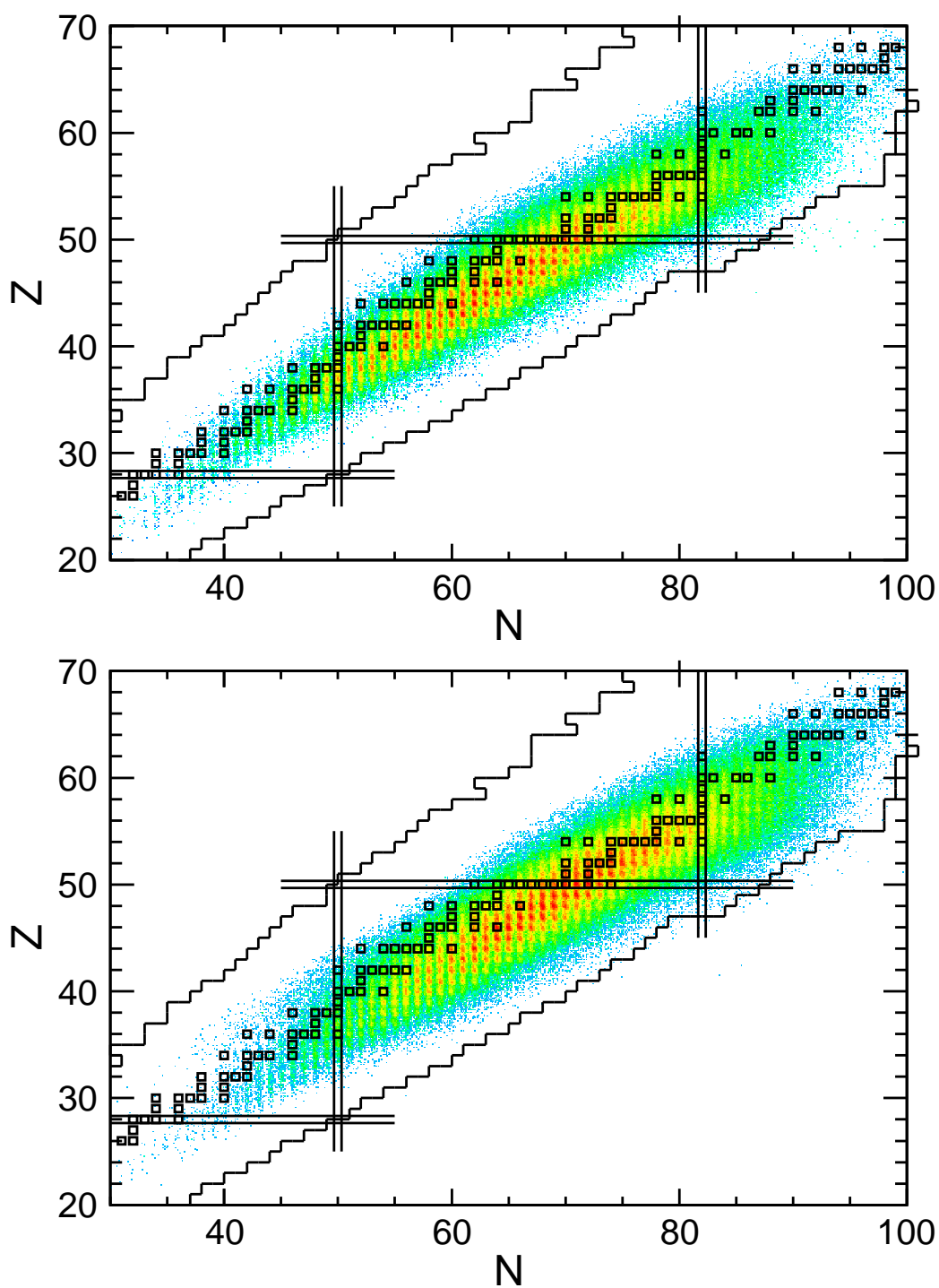


FIGURE 4.13 – Isotopes produits avec la cible de carbone de  $15 \text{ mg/cm}^2$  (haut) et de béryllium de  $15 \text{ mg/cm}^2$  (bas). Les carrés vides représentent les noyaux stables. Les nombres magiques correspondant à cette région sont tracés (28, 50 et 82) ainsi que la limite des noyaux connus.

#### 4.1.5 Comparaison des taux de production des deux expériences

Les deux expériences présentées dans cette thèse ont pour objet l'étude de la fission. Elles ont été réalisées à l'aide de deux instruments différents : le spectromètre VAMOS, qui dispose d'une large acceptation mais d'une distance de vol limitée, et le séparateur LISE, qui possède une acceptation limitée mais une distance de vol plus grande. Cette distance de vol plus importante permet en particulier d'utiliser des faisceaux plus énergétiques.

La possibilité d'utiliser des faisceaux plus énergétiques a deux conséquences : d'une part, il est possible d'utiliser des cibles plus épaisses ce qui permet d'augmenter le taux de réactions, d'autre part, les fragments de fission sont davantage focalisés vers l'avant du fait de l'utilisation de la cinématique inverse ce qui améliore leur transmission dans le spectromètre.

Il peut alors être intéressant de comparer le taux de production d'un fragment de fission dans ces deux expériences. Pour cela, le noyau de  $^{132}\text{Sn}$  est pris en exemple.

Le tableau 4.1 présente une comparaison des estimations de taux de production de  $^{132}\text{Sn}$  pour les deux spectromètres. Les valeurs indiquées dans ce tableau ne doivent pas être prises comme exactes mais sont utilisées pour donner des ordres de grandeur. Les sections efficaces

	e516 (VAMOS)	e547 (LISE)
Énergie du faisceau	6,09 A MeV	24 A MeV
$\sigma_{\text{fusion-fission}}$	$\approx 0,5$ barn	$\approx 2$ barn
$N_{\text{cible}}$	$10^{20}$ atomes/cm <sup>2</sup>	$10^{21}$ atomes/cm <sup>2</sup>
$N_{\text{faisceau}}$	$10^{10}$ particules/s	$10^{10}$ particules/s
Acceptance angulaire (horizontale, verticale)	$\approx 40$ msr $\pm 7^\circ, \pm 5^\circ$	$\approx 1$ msr $\pm 1^\circ, \pm 1^\circ$
Acceptance en rigidité magnétique	$\pm 7\%$	$\pm 2,63\%$
Transmission	2%	0,03%
Y(50,132)	0,02%	
$N_{\text{estimée}}(^{132}\text{Sn})$	$\approx 2$ événements/s	$\approx 1,3$ événements/s

Tableau 4.1 – Estimation des taux de production du fragment de fission  $^{132}\text{Sn}$  pour des valeurs typiques d'intensité et d'énergie du faisceau ainsi que d'épaisseur de cibles pour des réactions  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ .

de fusion-fission sont estimées à partir de la figure 2.7. Le nombre d'atomes dans les cibles  $N_{\text{cible}}$  correspond aux épaisseurs de cible qui ont été utilisées. L'intensité du faisceau  $N_{\text{faisceau}}$  typique au cours de ces deux expériences était de  $10^9$  particules/s.

Les transmissions indiquées ont été obtenues à partir d'une simulation. Pour cela, 1 000 000 d'événements de fission ont été générés à partir de la cinématique décrite dans la section 2.2.2.2 et la distribution en état de charge de Nikolaev [Nikolaev et Dmitriev, 1968]. On leur a appliqué des coupures de  $20 \pm 7^\circ$  suivant  $\theta$ ,  $\pm 5^\circ$  suivant  $\varphi$  et  $\pm 7\%$  en  $\delta$  pour ce qui concerne le spectromètre VAMOS et  $3 \pm 1^\circ$  suivant  $\theta$ ,  $\pm 1^\circ$  suivant  $\varphi$  et  $\pm 2,63\%$  en  $\delta$  pour le séparateur LISE. Les valeurs de l'acceptance de LISE proviennent de [Anne *et al.*, 1987] et celles de VAMOS de [Pullanhiotan *et al.*, 2008]. En comparant le nombre d'événements correspondant au  $^{132}\text{Sn}$  avant et après l'application des coupures dans l'acceptance, il est possible de déduire les transmissions de VAMOS et LISE, définies par  $T = \frac{N_{\text{transmis}}}{N_{\text{produits}}}$ . Le recours à la simulation est nécessaire dans la mesure où la transmission  $T$  est une fonction qui dépend à la fois de l'acceptance du spectromètre, de l'énergie du faisceau et de la cinématique des fragments de fission. En effet, une énergie de faisceau induit des fragments plus énergétiques et plus focalisés. Une vitesse plus importante induit une distribution en

état de charge moins large ce qui peut également modifier la transmission suivant la rigidité magnétique.

Finalement, le taux de production de  $^{132}\text{Sn}$  estimé dans chaque spectromètre est donné par la relation 4.8.

$$N(Z, A) = \sigma_{\text{fusion-fission}} Y(Z, A) N_{\text{cible}} N_{\text{faisceau}} T(\Omega, E_{\text{faisceau}}) \quad (4.8)$$

où  $\sigma_{\text{fusion-fission}}$  désigne la section efficace de fusion-fission.  $Y(Z, A)$  représente le rendement du noyau  ${}^A_Z\text{X}$ . Sa valeur dépend de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant — qui est reliée à l'énergie d'incidence du faisceau — mais est ici prise comme constante avec  $Y(50, 132) = 0,02\%$  (voir la figure 5.1 ou l'annexe C). Pour rappel, l'objectif de ce paragraphe n'est pas de fournir des quantités exactes mais de donner des ordres de grandeur permettant d'estimer le taux de production de  $^{132}\text{Sn}$  dans des conditions d'utilisation optimale des deux instruments de mesure. On obtient au final une estimation de 2 événements par seconde pour l'expérience e516 et de 1,3 pour e547 pour le taux de production de  $^{132}\text{Sn}$ .

Cette étude montre que malgré son acceptation très réduite, les conditions expérimentales du séparateur LISE (énergie du faisceau, épaisseur de cible) permettent de compenser grâce à une meilleure focalisation une distribution en état de charge plus étroite et une production plus importante. Par ailleurs, LISE a un plan focal petit, en comparaison de celui de VAMOS, ce qui peut favoriser ce séparateur pour des expériences de spectroscopie sur des noyaux exotiques.

## 4.2 Reconstruction des distributions en vitesse

Afin de remonter aux rendements de fission, il est nécessaire, tout comme dans l'expérience e516, de reconstruire l'intégralité de la distribution en vitesse (ou en  $\cos(\theta_{\text{fiss}})$ ).

### Normalisation

La normalisation entre les différents réglages a été effectuée à l'aide d'une échelle de comptage qui était reliée à un intégrateur de courant d'une cage de Faraday. Avant chaque mesure, le faisceau était dévié dans une cage de Faraday. On dispose donc pour chaque mesure d'un nombre de coups proportionnel à l'intensité du faisceau.

### Reconstruction des distributions en vitesse

Comme décrit dans la figure 2.21, les coupures angulaires et en rigidité magnétique du spectromètre LISE sont très petites et peuvent être modélisées comme carrées et indépendantes l'une de l'autre. La cinématique de la fission étant bien connue, il est possible de simuler l'espace des phases  $(\delta, \theta)$  couvert par chaque fragment de fission, et d'en déduire la proportion acceptée par le spectromètre.

Les cibles utilisées dans l'expérience ont induit un ralentissement important du faisceau, et donc une variation sur la vitesse d'entraînement du repère du noyau fissionnant importante. Nous avons effectué une simulation prenant en compte cette variation de la vitesse du système fissionnant. La figure 4.14a montre l'évolution de la rigidité magnétique des fragments avec leur angle dans le repère du laboratoire. L'étalement en énergie (*straggling*) du faisceau est visible. La coupure angulaire induite par le spectromètre est indiquée par un rectangle.

La figure 4.14b montre l'évolution de la rigidité magnétique en fonction du numéro atomique des fragments. Les quatre sélections magnétiques effectuées lors de l'expérience sont indiquées par des pointillés.

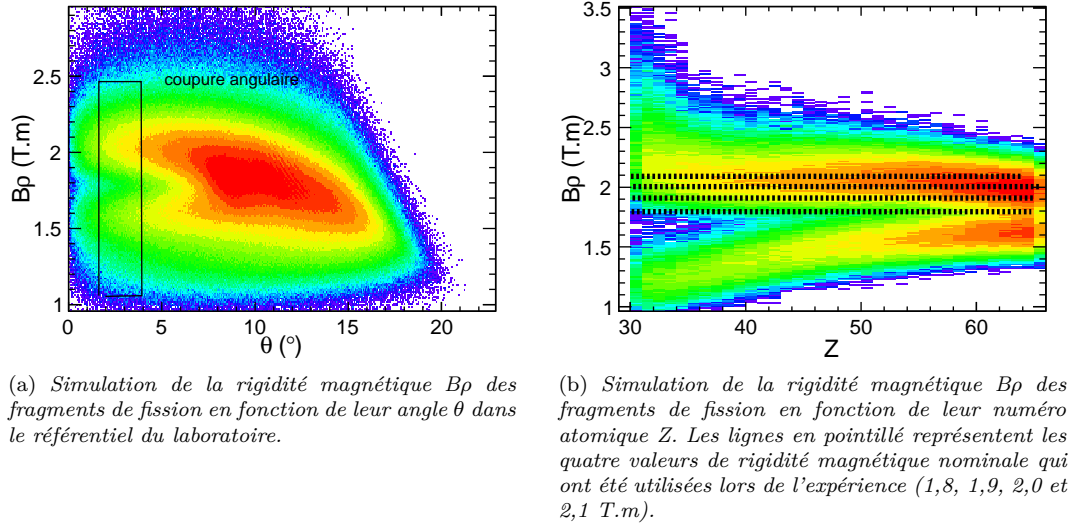


FIGURE 4.14 – Simulation de la rigidité magnétique  $B\rho$  des fragments de fission en fonction de leur angle  $\theta$  dans le référentiel du laboratoire (a) et de leur numéro atomique (b).

Pour décrire correctement la distribution en rigidité magnétique, la plus grande inconnue réside dans la description de la distribution des états de charge derrière la galette de microcanaux du plan focal intermédiaire, l'épaisseur de matière qu'elle représente étant trop faible pour que l'épaisseur d'équilibre soit atteinte [Tarasov, 2010]. Dans un premier temps, nous avons donc modifié le modèle de distributions en état de charge de façon à retrouver celle-ci derrière la galette de microcanaux. Cette modification a consisté à faire varier la valeur de l'état de charge moyen du modèle de Baron. De même, nous avons modifié la largeur de la distribution en état de charge en prenant  $\sigma_q = 0,63$  pour  $Z < 45$  et  $\sigma_q = 0,45$  pour les numéros atomiques plus grands.

Avec ces paramètres, il est possible de reproduire la distribution en état de charge induit par les coupures en rigidité magnétique du spectromètre, comme le montre la figure 4.15. Une fois la distribution en état de charge bien reproduite, alors nous avons établi pour chaque fragment de fission le rapport entre le nombre de fragments produits dans la simulation, et le nombre de fragments passant dans une ouverture angulaire comprise entre  $3 \pm 0,6^\circ$  et  $B\rho$  compris entre  $B\rho_0 \pm 0,8\%$ .

Cette méthode, bien que moins complète que celle utilisée pour l'analyse de l'expérience VAMOS, permet d'obtenir des taux de production relatifs avec une bonne estimation, du moins suffisante pour comparer les taux de production dans les différentes réactions.

### Rendements en numéro atomique $Y(Z)$

Nous avons déterminé les rendements de fission  $Y(Z,A)$  pour l'ensemble des isotopes qui ont été produits. Les facteurs de corrections obtenus avec la méthode présentée précédemment sont très grands et peuvent donc provoquer des erreurs systématiques. Nous présentons rapidement les rendements en numéro atomique,  $Y(Z) = \sum_A Y(Z,A)$ , que l'on a obtenus avec les cibles de  $15 \text{ mg/cm}^2$  de carbone (4.16a) et de béryllium (4.16b) afin de faciliter la discussion qui sera présentée dans la section 5.14.

Bien que les deux figures présentent globalement un comportement gaussien, celle cor-

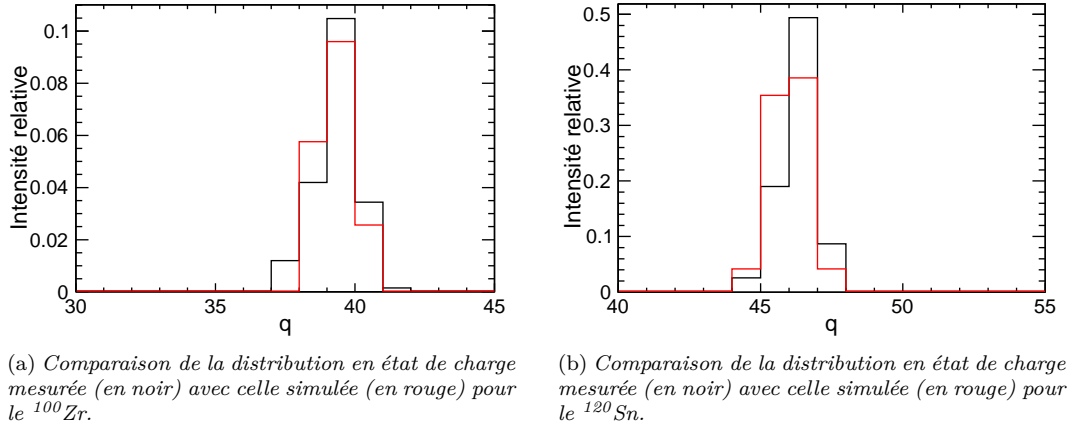


FIGURE 4.15 – Comparaison de la distribution en état de charge mesurée (en noir) avec celle simulée (en rouge) pour les noyaux de  $^{100}_{40}\text{Zr}$  (a) et de  $^{120}_{50}\text{Sn}$  (b).

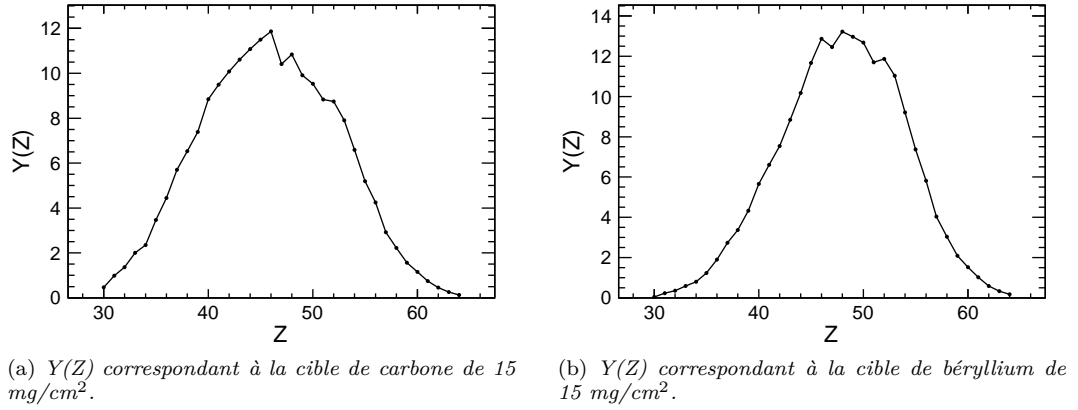


FIGURE 4.16 – Rendements en numéro atomique  $Y(Z)$  des produits de fission obtenus avec les cibles de  $15 \text{ mg/cm}^2$  de carbone (a) et de béryllium (b).

respondant à la cible de carbone présente quelques irrégularités. Concernant les valeurs moyennes, on obtient  $Z=48$  pour la cible de béryllium soit  $Z_{fiss}/2$  en considérant la formation d'un noyau composé de curium. En revanche, pour la cible de carbone, on obtient une valeur moyenne de 46 alors que l'on s'attend à  $Z=49$  dans le cas de la fission symétrique du californium. Cette observation sera développée dans la section 5.14.



## 5 Résultats

### 5.1 Rendements de fission du $^{250}\text{Cf}$ à $E^*=45$ MeV

La fin du chapitre 3 nous a permis de présenter la manière dont nous avons obtenu les rendements de fission de l'ensemble des isotopes produits. Cette section s'intéresse aux rendements isotopiques du  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^*=45$  MeV, produits par fusion dans l'expérience e516 réalisée avec le spectromètre VAMOS. Toutes les valeurs numériques de rendements de fission utilisées dans cette section sont données dans l'annexe C.

#### 5.1.1 Rendements isotopiques

Les distributions isotopiques sont présentées élément par élément sur la figure 5.1.

Les rendements de fission que nous avons mesurés avec le spectromètre VAMOS présentent un comportement gaussien et s'étendent sur deux ordres de grandeur. La limite inférieure provient de la statistique limitée qui est disponible pour ces isotopes. Cette faible statistique est par ailleurs distribuée sur une dizaine d'états de charge. Les fluctuations statistiques deviennent alors prépondérantes dans les spectres de distributions angulaires.



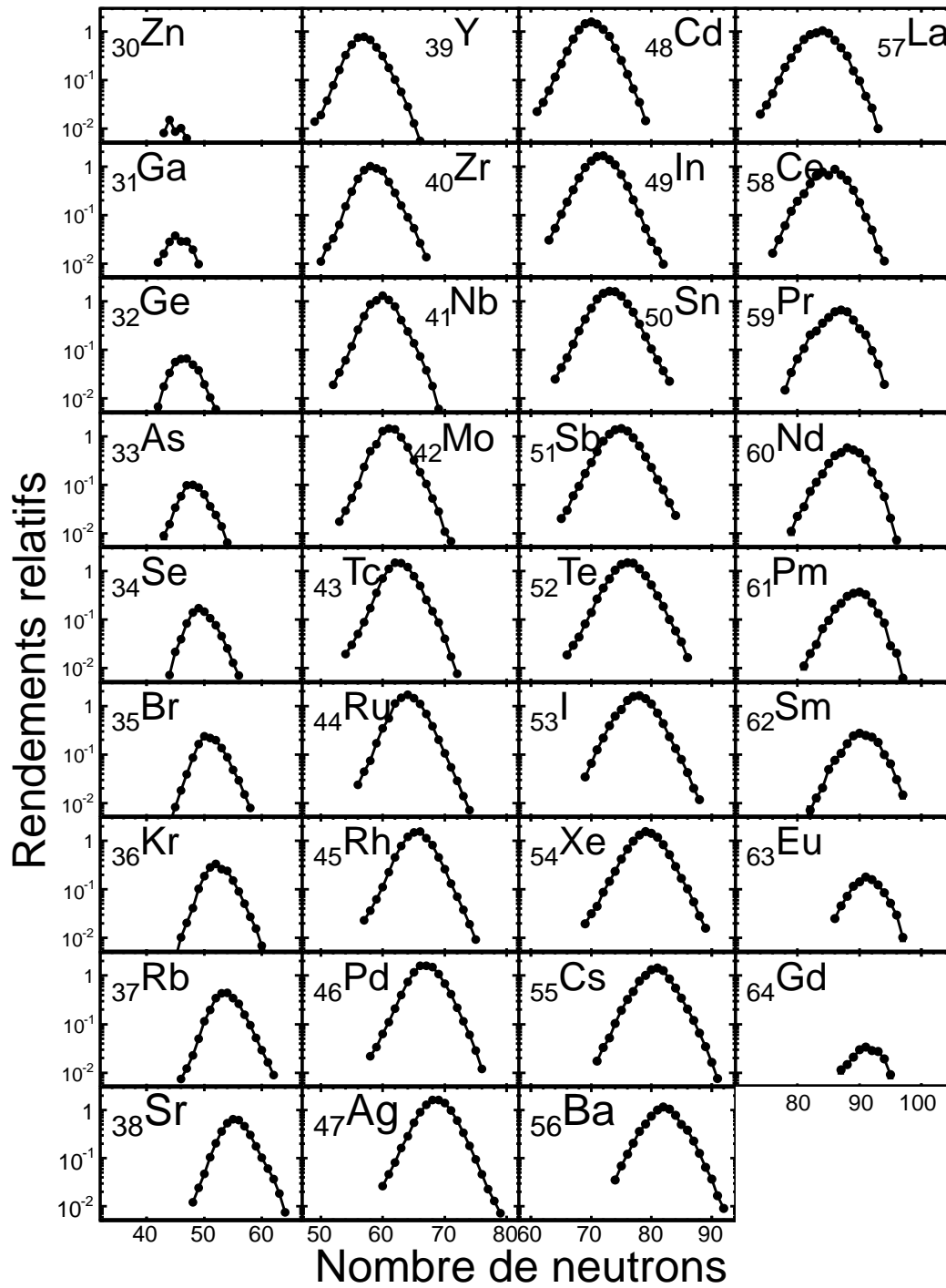


FIGURE 5.1 – Rendements relatifs pour chaque élément obtenus dans la fission du  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^*=45$  MeV. Les barres d'erreurs sont inférieures à la taille des points. La somme des rendements est normalisée à 200.

### 5.1.2 Rendements par numéro atomique et par masse

Les rendements en numéro atomique  $Y(Z)$  sont définis par la relation 5.1 et présentés sur la figure 5.2 (points noirs).

$$Y(Z) = \sum_A Y(Z, A) \quad (5.1)$$

Aucune évaporation de protons n'est attendue pour le  $^{250}\text{Cf}$  du fait de son énergie d'excitation modérée (45 MeV). La somme des numéros atomiques des deux fragments de fission est donc égale au numéro atomique du noyau fissionnant, soit  $Z_{CN} = 98$ . Le rendement d'un élément doit donc être égal à celui de l'élément complémentaire.

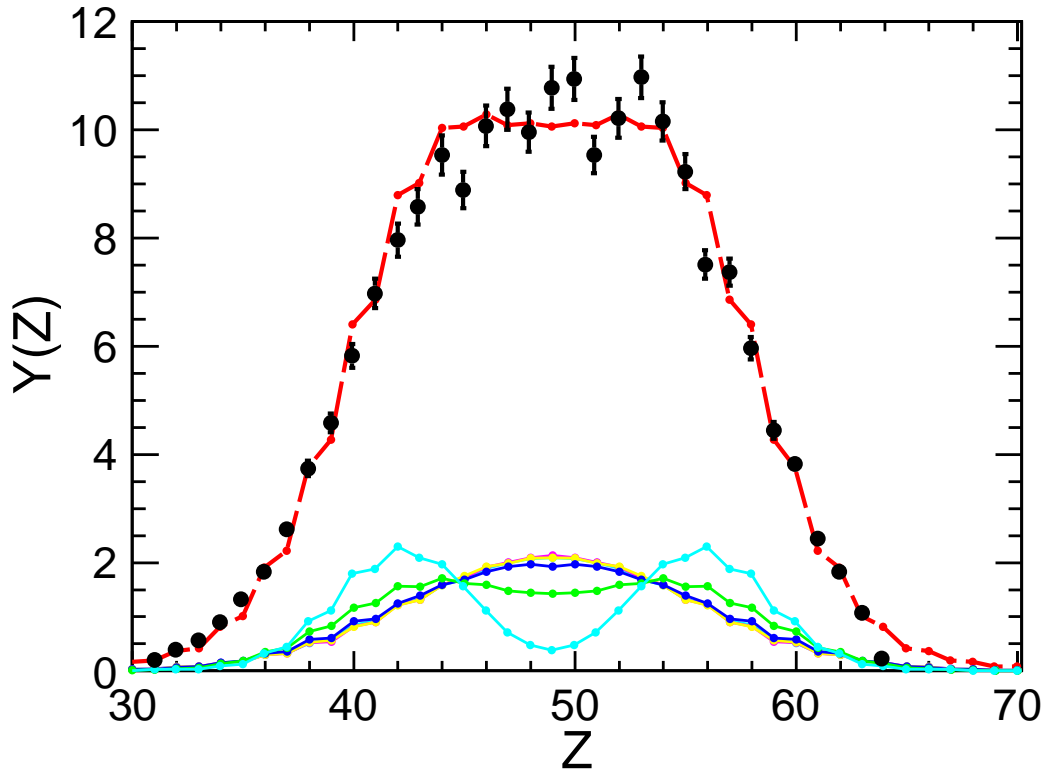


FIGURE 5.2 – Rendements en numéro atomique  $Y(Z)$  des produits de fission du  $^{250}\text{Cf}$  (points noirs). La somme des rendements est normalisée à 200. La distribution prédite par le code GEF dans le cas où le  $^{250}\text{Cf}$  a évaporé quelques neutrons avant de fissionner est présentée en rouge (voir les explications dans le texte).

Cela est majoritairement le cas comme le montre la figure 5.3. Par exemple, le rendement du zirconium est égal à  $Y_{(40)\text{Zr}} = 5,78 \pm 0,22$  tandis que celui du cérium, élément complémentaire du zirconium, est égal à  $Y_{(58)\text{Ce}} = 5,94 \pm 0,20$ . En tenant compte des barres d'erreurs, les rendements complémentaires sont égaux. Cette vérification est globalement satisfaite pour l'ensemble des couples de produits de fission. Une petite déviation non compatible avec les erreurs estimées est présente pour le couple  $Z=45$  et  $Z=53$ . Son origine n'a pas pu être déterminée précisément.

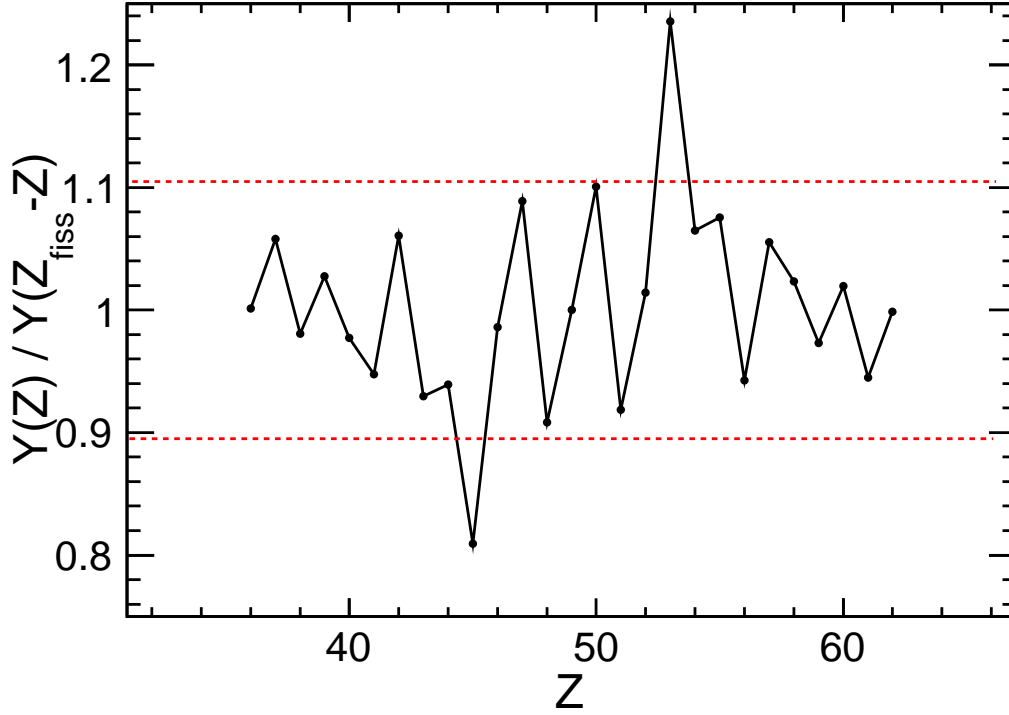


FIGURE 5.3 – Évolution du rapport  $Y(Z)/Y(Z_{\text{fiss}}-Z)$  avec le numéro atomique du produit de fission. L'incertitude issue de la normalisation à l'intensité du faisceau est tracée en pointillé rouge.

La forme générale de la distribution est attendue pour être gaussienne mais dans notre cas son sommet est légèrement aplati. Pour expliquer ce plateau, il faut prendre en compte la fission à plus basse énergie d'excitation qui intervient après l'évaporation de neutrons. Avec une énergie d'excitation de 45 MeV, le  $^{250}\text{Cf}$  peut évaporer environ 5 neutrons avant de fissionner (en considérant l'énergie de séparation d'un neutron des différents isotopes du Cf ainsi que l'énergie cinétique emportée par le neutron de l'ordre de 1 MeV). À l'aide du code GEF, présenté dans le paragraphe suivant, nous considérons la fission de tous les isotopes compris entre le  $^{245}\text{Cf}$  et le  $^{250}\text{Cf}$  de manière équiprobable (la fission du  $^{244}\text{Cf}$  n'est pas considérée car son énergie d'excitation est estimée à  $E^* \approx 1,3$  MeV ce qui est inférieur à sa barrière de fission). Les rendements attendus pour chacun de ces noyaux composés sont présentés sur la figure 5.2. La somme de ces rendements est représentée par la ligne rouge. Cette prédiction est comparée à nos résultats sur la figure 5.2 (en rouge). Les distributions en Z associées à chaque noyau fissionnant sont tracées en couleur sur cette même figure avec en cyan le  $^{245}\text{Cf}$ , en vert le  $^{246}\text{Cf}$ , en bleu le  $^{247}\text{Cf}$ , en jaune le  $^{248}\text{Cf}$ , en rose le  $^{249}\text{Cf}$  et en violet le  $^{250}\text{Cf}$  (ces trois derniers se recouvrent au niveau de la courbe jaune).

Ce plateau est également présent dans les rendements relatifs en masse présentés sur la figure 5.4. Ils sont obtenus à partir de la relation 5.2.

$$Y(A) = \sum_Z Y(Z, A) \quad (5.2)$$

La prise en compte de fission à basse énergie d'excitation permet donc d'expliquer le

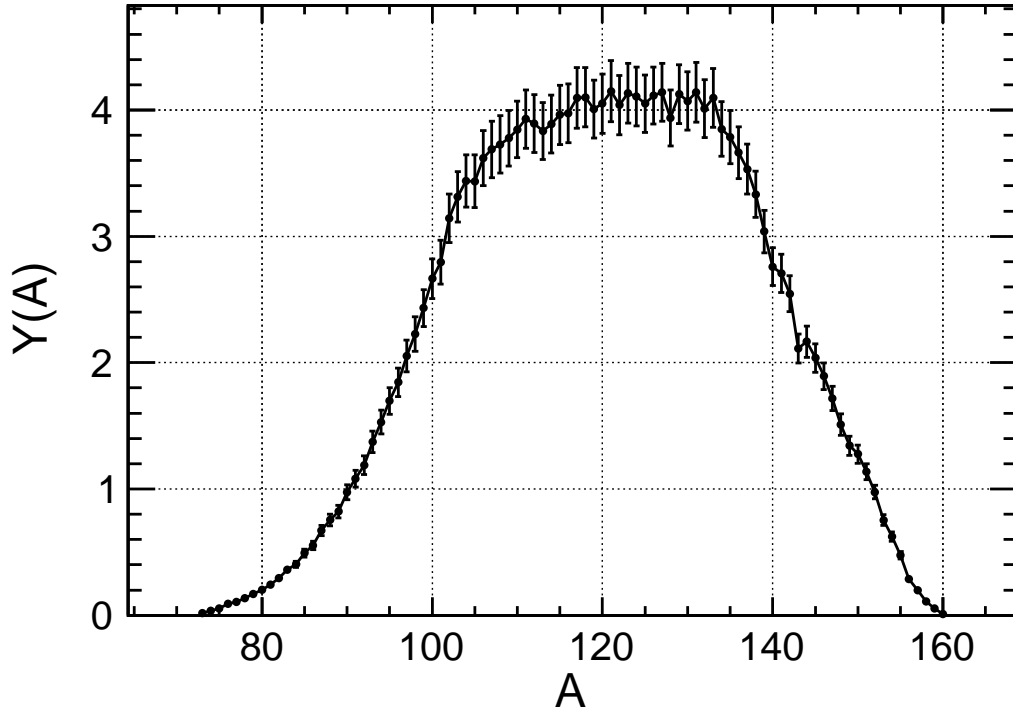


FIGURE 5.4 – Rendements relatifs en masse  $Y(A)$  des produits de fission du  $^{250}\text{Cf}$ . La somme des rendements est normalisée à 200.

plateau observé sur les figures 5.2 et 5.4. Afin de faciliter la discussion de la section 5.3.1, nous présentons maintenant, sur la figure 5.5, le rapport  $\langle N \rangle / Z$  des produits de fission en fonction de leur numéro atomique pour nos données (en noir) et les prédictions de GEF (en rouge) en considérant pour ce dernier la fission équiprobable des isotopes du californium compris entre le  $^{245}\text{Cf}$  et le  $^{250}\text{Cf}$ . Le rapport  $\langle N \rangle / Z$  correspond à la valeur moyenne du nombre de neutrons de chaque distribution isotopique présentée dans la figure 5.1, divisé par le numéro atomique correspondant. Bien que reproduisant le plateau des distributions  $Y(Z)$  et  $Y(A)$ , le code GEF prédit un comportement différent de nos données lorsque l'on considère le rapport  $\langle N \rangle / Z$  des produits de fission. Ce point sera développé en détail dans la section 5.3.1.

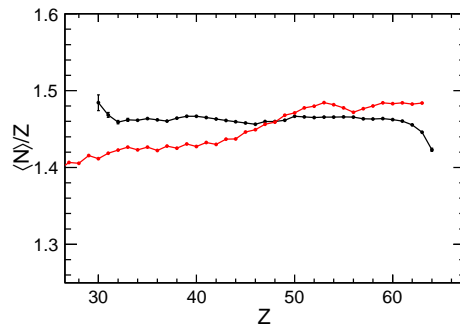


FIGURE 5.5 – Évolution du rapport  $\langle N \rangle / Z$  des produits de fission en fonction de leur numéro atomique  $Z$  pour les données issues de la fission du  $^{250}\text{Cf}$  (en noir) et les prédictions du code GEF (en rouge) en considérant la fission des isotopes du californium du  $^{245}\text{Cf}$  au  $^{250}\text{Cf}$  de manière équiprobable.

### Code GEF

Le code GEF [Schmidt et Jurado, 2010b] est un modèle semi-empirique qui permet de calculer, entre autres, les rendements de fission du polonium aux noyaux superlourds pour des énergies d'excitation jusqu'à quelques dizaines de MeV. Il repose sur une approche macro-microscopique et s'appuie sur le principe de séparabilité [Schmidt *et al.*, 2008] qui stipule que les propriétés macroscopiques de la fission, telle que l'énergie de déformation du noyau, sont spécifiques au noyau fissionnant tandis que les propriétés microscopiques sont essentiellement déterminées à partir des effets de couches des fragments de fission naissants. La partie macroscopique du potentiel utilise les largeurs de distributions en masse mesurées tandis que les corrections de couches sont identiques quel que soit le système fissionnant (du fait du principe de séparabilité) et sont également ajustées sur les distributions en masse mesurées.

## 5.2 Vitesse des fragments de fission dans le référentiel du système fissionnant du $^{250}\text{Cf}$

La vitesse des produits de fission dans le référentiel du système fissionnant reflète l'énergie cinétique totale libérée lors du processus de fission. Dans son modèle du point de scission (voir la section 1.1.2.4), Wilkins stipule que la majeure partie de cette énergie provient de la répulsion coulombienne entre les deux fragments au point de scission. Ainsi l'énergie cinétique totale peut s'écrire

$$TKE \approx \frac{Z_1 Z_2 e^2}{D} \quad (5.3)$$

avec  $Z_i$  le numéro atomique du fragment  $i$ ,  $e^2=1,44 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$  et  $D$  la distance entre les centres de charge des deux fragments donnée par la relation 5.4.

$$D = r_0 A_1^{1/3} \left(1 + \frac{2}{3}\beta_1\right) + r_0 A_2^{1/3} \left(1 + \frac{2}{3}\beta_2\right) + d \quad (5.4)$$

$A_1$  et  $A_2$  désignent les masses des deux fragments,  $r_0$  est une constante qui représente grossièrement le rayon d'un nucléon,  $\beta_i$  la déformation du fragment  $i$  et  $d$  la longueur du col qui relie les deux fragments naissants. Dans notre cas, le numéro atomique  $Z_1$  et la masse  $A_1$  du premier fragment ont été mesurés. Le numéro atomique du second fragment est égal à  $Z_2 = Z_{fiss} - Z_1$ , en supposant qu'aucune évaporation de proton n'a lieu dans le noyau composé. Sa masse est obtenue de manière similaire  $A_2 = A_{fiss} - A_1$  en négligeant l'évaporation de neutrons du noyau composé.  $Z_{fiss}$  et  $A_{fiss}$  sont respectivement le numéro atomique et la masse du noyau fissionnant.

Pour remonter aux vitesses des fragments de fission au point de scission, il est nécessaire de connaître la masse de ces derniers. Il faut donc prendre en compte l'évaporation de neutrons qui a eu lieu entre le point de scission et le moment où l'on a détecté le noyau. Les masses  $A_i$  que nous avons utilisées dans la formule 5.4 correspondent donc aux masses des produits de fission que nous avons mesurées auxquelles nous avons ajouté le nombre de neutrons évaporés que nous avons estimés. Cette étude est présentée dans la section 5.3.3. La prise en compte de l'évaporation de neutrons conduit donc aux expressions suivantes  $A_1 = A'_1 + \nu(Z_1)$  et  $A_2 = A_{fiss} - (A'_1 + \nu(Z_1))$ .

On peut alors calculer la vitesse d'un fragment dans le référentiel du noyau fissionnant

$v_{fiss}$  à partir de la relation 5.5.

$$v_{fiss}(Z_1, A_1) = \sqrt{\frac{2(A_{fiss} - A_1)Z_1(Z_{fiss} - Z)e^2}{A_1 m_0 A_{fiss} \left( r_0 A_1^{1/3} \left( 1 + \frac{2}{3}\beta_1 \right) + r_0 A_2^{1/3} \left( 1 + \frac{2}{3}\beta_2 \right) + d \right)}} \quad (5.5)$$

Il est possible d'utiliser la vitesse de fission pour étudier les propriétés du noyau fissionnant, cette vitesse étant fortement liée à la configuration du point de scission. Les figures 5.6 à 5.8 montrent l'évolution de la vitesse dans le référentiel du noyau fissionnant des fragments du  $^{250}\text{Cf}$  — produits dans l'expérience réalisée avec le spectromètre VAMOS — en fonction du nombre de neutrons pour chaque élément. Elles sont comparées à la vitesse attendue d'après l'expression 5.5, en rouge.

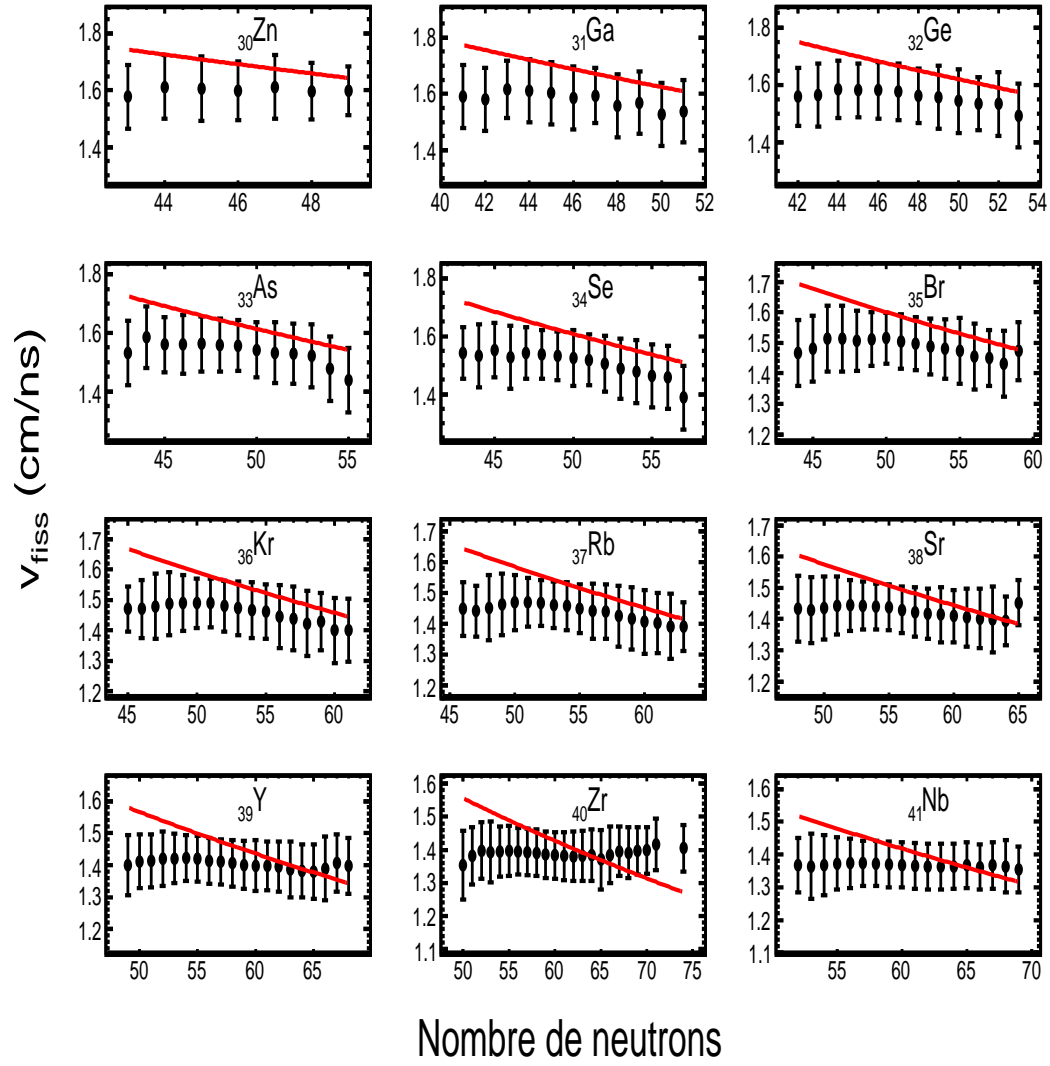


FIGURE 5.6 – Évolution de la vitesse d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau fissionnant  $v_{fiss}$  en fonction du nombre de neutrons pour la fission du  $^{250}\text{Cf}$  pour les éléments du  $^{30}\text{Zn}$  au  $^{41}\text{Nb}$ . Les barres d'erreurs correspondent à la largeur de la distribution en vitesse. La courbe rouge correspond à la relation 5.5 avec les paramètres  $r_0 = 1.16$  fm,  $\beta_1 = \beta_2 = 0.625$  et  $d = 2$  fm.

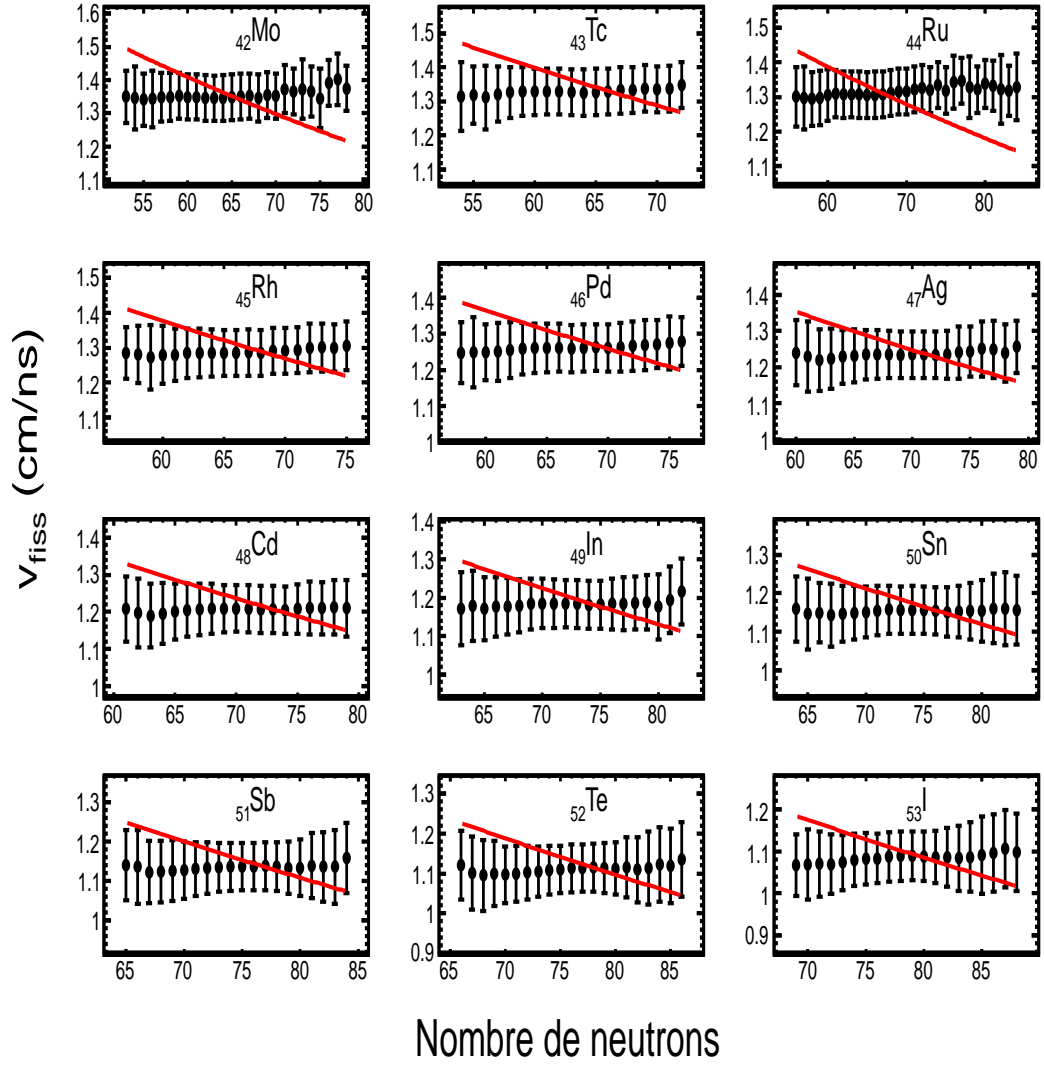


FIGURE 5.7 – Évolution de la vitesse d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau fissionnant  $v_{fiss}$  en fonction du nombre de neutrons pour la fission du  $^{250}\text{Cf}$  pour les éléments du  $^{42}\text{Mo}$  au  $^{53}\text{I}$ . Les barres d'erreurs correspondent à la largeur de la distribution en vitesse. La courbe rouge correspond à la relation 5.5 avec les paramètres  $r_0 = 1.16$  fm,  $\beta_1 = \beta_2 = 0.625$  et  $d = 2$  fm.



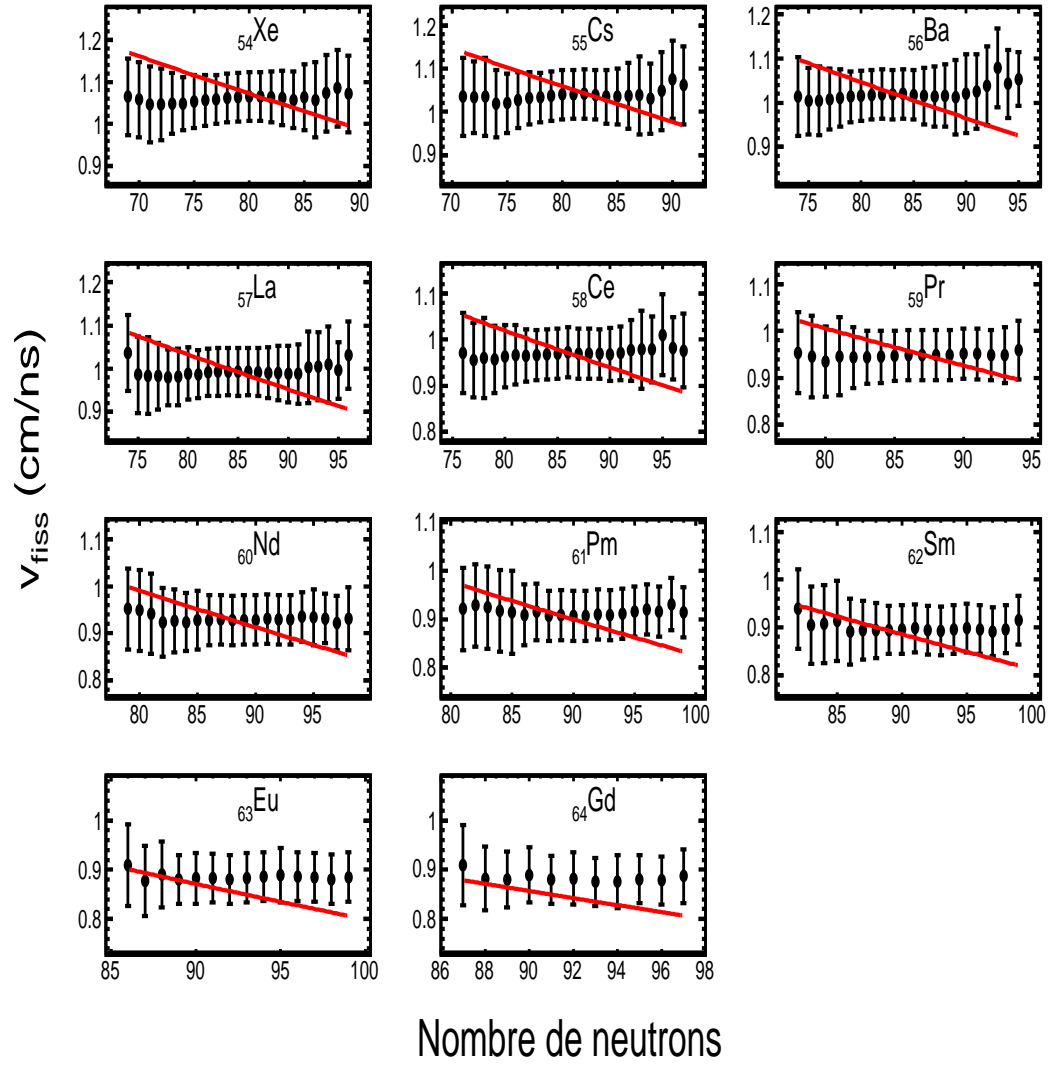
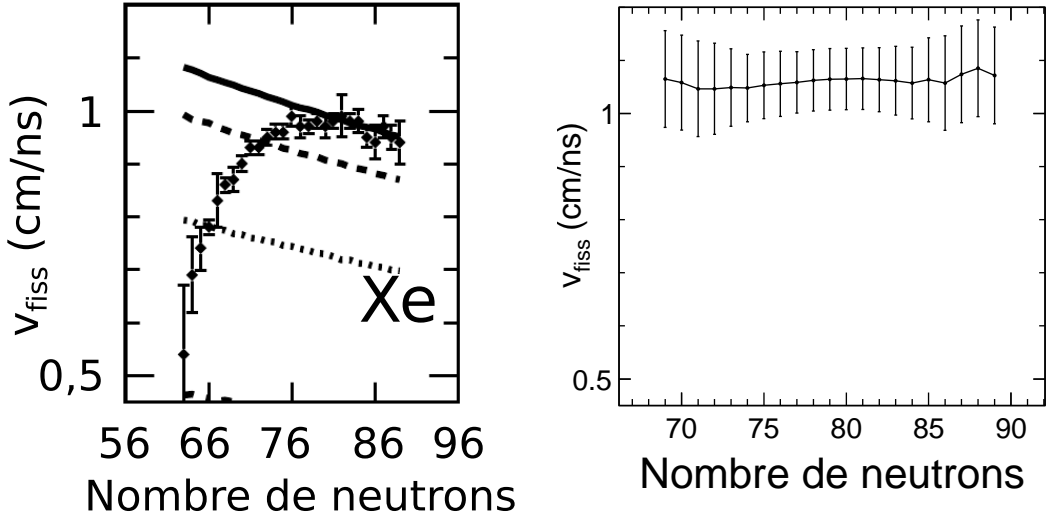


FIGURE 5.8 – Évolution de la vitesse d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau fissionnant  $v_{fiss}$  en fonction du nombre de neutrons pour la fission du  $^{250}\text{Cf}$  pour les éléments du  $^{54}\text{Xe}$  au  $^{64}\text{Gd}$ . Les barres d'erreurs correspondent à la largeur de la distribution en vitesse. La courbe rouge correspond à la relation 5.5 avec les paramètres  $r_0=1,16$  fm,  $\beta_1=\beta_2=0,625$  et  $d=2$  fm.

D'une manière générale, la vitesse des fragments  $v_{fiss}$  diminue lorsque le numéro atomique du fragment augmente. Ainsi, la vitesse décroît de 1,6 cm/ns pour le  $_{30}\text{Zn}$  à 0,9 cm/ns pour le  $_{64}\text{Gd}$ . Cela est en accord avec la conservation de la quantité de mouvement entre les deux fragments exprimée par la relation 2.19. Cependant, pour un élément donné, la vitesse  $v_{fiss}$  ne diminue pas avec la masse mais est globalement constante avec le nombre de neutrons ce qui est surprenant. L'expression 5.5 avec des paramètres constants ( $r_0 = 1,16$  fm,  $\beta_1 = \beta_2 = 0,625$  et  $d = 2$  fm) prédit en effet une légère décroissance de la vitesse avec le nombre de neutrons (courbes rouges sur les figures 5.6-5.8). Ces valeurs de paramètres correspondent aux valeurs utilisées par Wilkins [Wilkins *et al.*, 1976] et reprises par Böckstiegel pour reproduire l'énergie cinétique totale [Böckstiegel *et al.*, 1997] ainsi que par Pereira [Pereira, 2004] pour estimer les vitesses de fission d'un isotope issu de la fission d'un noyau donné.

La figure 5.9a présente les vitesses des fragments de fission obtenues pour les isotopes du xénon produits dans la réaction  $^{238}\text{U}(1\text{A GeV}) + d$  [Pereira, 2004]. Dans cette réaction, les fragments de fission sont issus d'un grand nombre de systèmes fissionnants produits dans l'interaction du deuton et de l'uranium via le phénomène de cascade intra-nucléaire. La figure 5.9a montre que les vitesses des fragments forment également un plateau pour les noyaux les plus riches en neutrons, avant de s'effondrer pour les fragments les plus déficients en neutrons.



(a) Vitesse obtenue dans les réactions de spallation-fission.

(b) Vitesse obtenue dans la fission du  $^{250}\text{Cf}$ .

FIGURE 5.9 – Évolution de la vitesse des résidus de fission mesurée dans la réaction  $^{238}\text{U}(1\text{A GeV}) + d$  (points) comparée aux valeurs calculées avec une relation similaire à 5.5. Les calculs ont été effectués pour les noyaux fissionnants suivants :  $^{92}\text{U}$  (trait plein),  $^{88}\text{Ra}$  (tirets),  $^{80}\text{Hg}$  (pointillés) et  $^{75}\text{Re}$  (traits et points). Issu de [Pereira *et al.*, 2007]. La vitesse obtenue dans notre expérience pour le xénon est présentée à côté pour faciliter la comparaison.

Cette explication est également avancée pour expliquer la vitesse relativement constante pour les isotopes les plus riches en neutrons.

Or, dans notre cas, nous observons également une vitesse constante bien qu'un seul sys-

tème fissionnant ( $_{98}\text{Cf}$ ) soit produit dans la réaction. Nous confirmons donc l'indépendance de la vitesse à la masse des fragments, au moins pour les fragments les plus riches en neutrons, et donc un comportement différent de celui prédit par l'expression 5.5. Nous avons essayé de faire varier les valeurs des paramètres  $\beta_i$  et  $d$  dans la relation 5.4, toutefois aucune variation cohérente n'a permis de reproduire les données.

Il est également possible de présenter une vue condensée des figures 5.6 à 5.8 à partir de la vitesse moyenne des fragments  $\langle v_{fiss} \rangle (Z)$ . Celle-ci est calculée en prenant la moyenne des vitesses  $v_{fiss}(Z, A)$  sur l'ensemble d'une chaîne isotopique pour chaque élément (voir la relation 5.6).

$$\langle v_{fiss} \rangle (Z) = \frac{\sum_A v_{fiss}(Z, A) Y(Z, A)}{\sum_A Y(Z, A)} \quad (5.6)$$

La figure 5.10 présente cette vitesse en fonction du numéro atomique des fragments de fission.

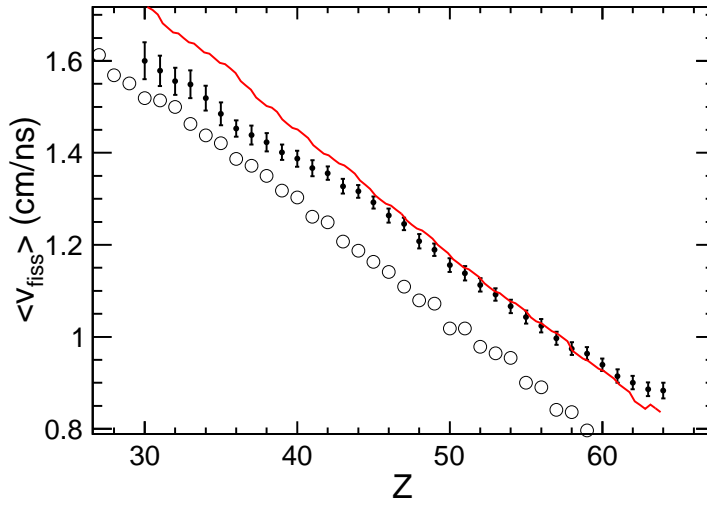


FIGURE 5.10 – Évolution de la vitesse moyenne d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau fissionnant  $\langle v_{fiss} \rangle$  en fonction du numéro atomique des fragments pour la fission du  $^{250}\text{Cf}$  (en noir). Les barres d'erreurs affichées tiennent compte de la largeur des distributions en vitesse des différents isotopes produits pour un élément donné. Les données en rond vide proviennent de la réaction de spallation  $^{238}\text{U} (1A \text{ GeV}) + d$  [Pereira, 2004]. La courbe rouge correspond à la relation 5.5 avec les paramètres  $r_0=1,16 \text{ fm}$ ,  $\beta_1=\beta_2=0,625$  et  $d=2 \text{ fm}$ .

Nous avons comparé nos données à celles provenant de [Pereira, 2004]. La réaction de spallation produit des noyaux fissionnants de l'uranium jusqu'au  $_{75}\text{Re}$ , c'est-à-dire plus légers que le californium. La vitesse de fission moyenne est alors supérieure dans le cas de la fission du Cf étant donné que la quantité  $Z_1 Z_2$  de la relation 5.3 est plus grande que dans le cas de fission de noyaux plus légers. La relation 5.5 ne reproduit pas non plus le comportement de la vitesse de fission, sa pente n'étant pas correcte.

### 5.2.1 Largeur des distributions en vitesse

Une distribution en vitesse est présentée sur la figure 3.51. La largeur de cette distribution est représentée pour tous les isotopes mesurés sur la figure 5.11 en fonction du numéro

atomique des fragments. On observe une diminution constante de la largeur quand la masse des fragments augmente. La largeur de la distribution en  $v_{fiss}$  provient à la fois de la confi-

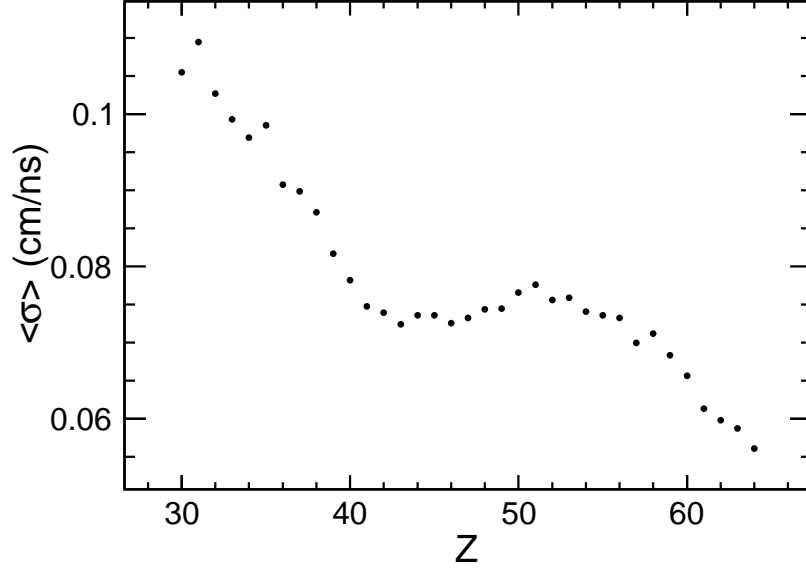


FIGURE 5.11 – Évolution de la largeur moyenne  $\langle \sigma \rangle$  des distributions en  $v_{fiss}$  pour l'ensemble des fragments de fission issus du  $^{250}\text{Cf}$ .

guration à la scission qui peut être légèrement différente d'une fission à l'autre (fluctuation de la longueur du col, déformation légèrement différente, ...) et des émissions de neutrons qui vont légèrement modifier la quantité de mouvement du produit de fission et donc sa distribution en vitesse. Les noyaux les plus lourds étant moins sensibles à une variation de leur quantité de mouvement par l'évaporation d'un neutron, les fluctuations dans leur distribution en vitesse sont donc moindres.

### 5.2.2 Énergie cinétique totale

Nous avons également calculé l'énergie cinétique totale libérée dans les fragments à partir de la relation 5.7. Le résultat est visible sur la figure 5.12.

$$TKE = \frac{A_1 m_0 v_{fiss,1}^2}{2} + \frac{A_2 m_0 v_{fiss,2}^2}{2} \quad (5.7)$$

$A_i$  et  $v_{fiss,i}$  désignent la masse et la vitesse du fragment  $i$ ,  $m_0 = 931,494 \text{ MeV}/c^2$  l'unité de masse atomique et  $c = 29,979 \text{ cm/ns}$  la vitesse de la lumière dans le vide. Une estimation du nombre de neutrons évaporés est prise en compte dans l'estimation des masses  $A_i$  ( $A_i = A_{i,\text{mesurée}} + \nu(Z_i)$ ). Les explications sont présentées dans la section 5.3.3.

On retrouve un plateau dans la région de  $Z=45-53$  comme dans les figures 5.2 et 5.4 que l'on peut expliquer par la contribution de la fission de Cf à plus basse énergie d'excitation. On a également tracé les estimations de l'énergie cinétique totale données par l'équation 5.3 (courbe rouge).

L'estimation de l'énergie cinétique totale est systématiquement supérieure d'environ 7 MeV aux données que nous avons mesurées. L'origine de cet écart s'explique par le fait que

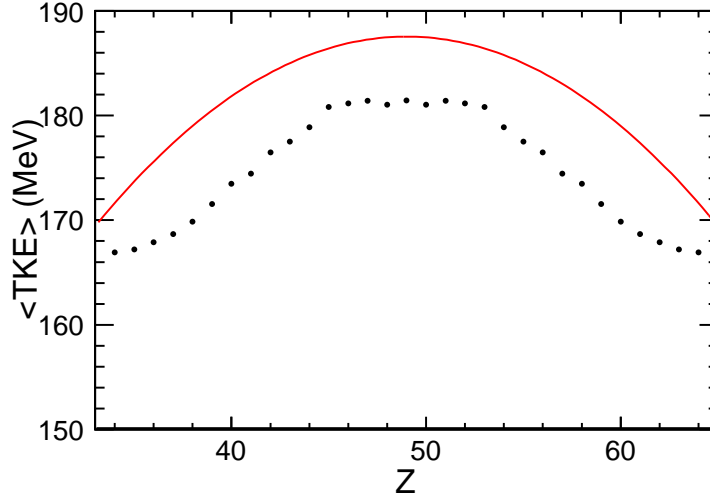


FIGURE 5.12 – Énergie cinétique totale moyenne  $\langle TKE \rangle$ , calculée à partir de la relation 5.7, en fonction du numéro atomique des fragments  $Z$  issus de la fission du  $^{250}\text{Cf}$ . La courbe rouge représente les valeurs obtenues avec la relation 5.3 avec les paramètres suivant  $\beta_1 = \beta_2 = 0,625$  et  $d = 2$  fm.

les paramètres utilisés ( $\beta_1 = \beta_2 = 0,625$  et  $d = 2$  fm) ne sont pas bien adaptés. Il est possible d'obtenir un meilleur accord entre nos données et l'estimation en réduisant la valeur de la distance entre les centres de charge des deux fragments  $D$ , donnée par la relation 5.4. Une déformation de  $\beta_1 = \beta_2 = 0,700$  et une longueur de col de  $d = 2$  fm confèrent par exemple un meilleur accord.

### 5.3 Évolution des distributions des produits de fission avec l'énergie d'excitation

La figure 5.13 présente les distributions des fragments que l'on a mesurées pour la fission à différentes énergies d'excitation avec de gauche à droite, la fission du  $^{240,241}\text{Pu}$  à  $E^* \approx 9$  MeV (issue de l'expérience avec VAMOS)<sup>1</sup>, la fission du  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^* = 45$  MeV (issue de l'expérience avec VAMOS) et la fission du  $^{250}\text{Cf}$  avec une énergie dans le centre de masse moyenne de 240 MeV (issue de l'expérience avec LISE). On observe une évolution claire des distributions des produits de fission avec l'énergie d'excitation : on passe d'une fission asymétrique pour le  $^{240}\text{Pu}$  ( $E^* \approx 9$  MeV) à symétrique pour le  $^{250}\text{Cf}$  ( $E^* = 45$  MeV). Lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente davantage, la population des produits de fission, majoritairement située « sous » la vallée de stabilité à  $E^* = 45$  MeV, se déplace autour de la vallée.

Afin de quantifier cette évolution, nous utilisons deux grandeurs : l'excès de neutrons  $\langle N \rangle / Z$  où  $\langle N \rangle$  désigne le nombre de neutrons moyen d'un élément donné,  $Z$  son numéro atomique et  $\sigma_{N(Z)}$  qui désigne la largeur de la distribution isotopique d'un élément donné. Techniquement, ces grandeurs sont extraites des distributions présentées sur la figure 5.1 — pour le cas de la fission du  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^* = 45$  MeV — à partir d'un ajustement gaussien. Les barres d'erreurs associées proviennent des incertitudes renvoyées par la procédure d'ajuste-

1. Les distributions isotopiques du plutonium sont présentées et discutées dans la section 5.4.

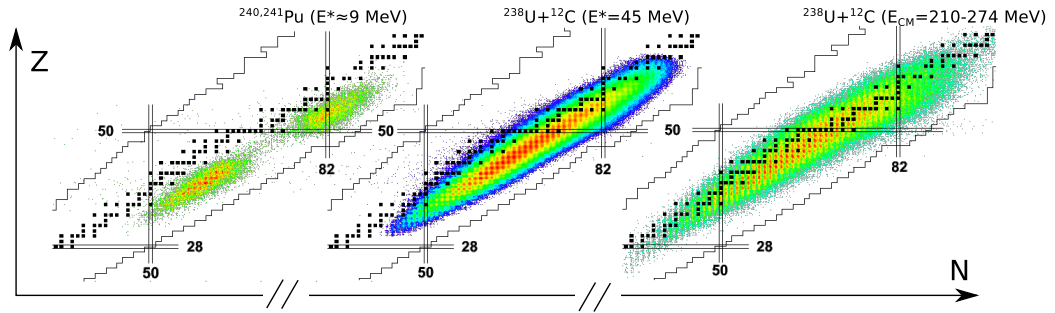


FIGURE 5.13 – Distribution des produits de fission pour différents systèmes fissionnants à différentes énergies d'excitation.

ment.

### 5.3.1 Excès de neutrons des produits de fission

L'évolution de l'excès de neutrons avec le numéro atomique des produits de fission est présentée sur la figure 5.14 pour différents systèmes.

Les systèmes étudiés avec LISE et VAMOS sont présentés ainsi que des données issues de la réaction de spallation  $^{238}\text{U}$  (1A GeV) + d [Pereira, 2004] ajoutées pour comparaison. D'une manière générale, nous voyons que l'excès de neutrons des produits de fission diminue lorsque l'énergie dans le centre de masse ou d'excitation du système fissionnant augmente. Cette diminution du rapport  $\langle N \rangle / Z$  provient de l'évaporation de particules par le noyau fissionnant et/ou des fragments de fission ; ce point sera développé davantage par la suite.

Nous allons regarder dans l'ordre les différents systèmes des plus au moins riches en neutrons.

#### Fission à basse énergie d'excitation

L'excès de neutrons des noyaux produits par la fission induite par transfert du  $^{240,241}\text{Pu}$  est comparable à celle des noyaux produits par la fission induite par excitation coulombienne de l' $^{238}\text{U}$  [Pereira, 2004]. À basse énergie d'excitation, l'excès de neutrons a un comportement en marche d'escalier, avec un rapport  $\langle N \rangle / Z$  des produits de fission légers inférieur à celui des lourds. Cette propriété, appelée polarisation de charge, a déjà été observée dans la fission à basse énergie d'excitation [De Frenne *et al.*, 1982 ; Bocquet et Brissot, 1989]. En considérant le modèle du point de scission de Wilkins [Wilkins *et al.*, 1976], il est avantageux, énergétiquement parlant, d'augmenter le rapport  $\langle N \rangle / Z$  du fragment lourd par rapport à celui de l'hypothèse UCD où le rapport  $\langle N \rangle / Z$  des fragments est égal à la valeur  $N/Z$  du noyau fissionnant [Bocquet et Brissot, 1989]. Le modèle de Wilkins permet ainsi de reproduire globalement la polarisation de charge observée expérimentalement [De Frenne *et al.*, 1982].

Cet effet est amplifié dans la région de l'étain ( $Z=50$ ) du fait de la présence des deux fermetures de couches sphériques ( $Z=50$  et  $N=82$ ) du  $^{132}\text{Sn}$ . Les fermetures de couches favorisent la formation de fragments sphériques qui évaporent peu ou pas de neutrons après la scission. Le rapport  $\langle N \rangle / Z$  de l'étain vaut 1,58 ce qui est supérieur à celui du noyau fissionnant ( $\langle N \rangle / Z(^{240}\text{Pu})=1,55$ ).

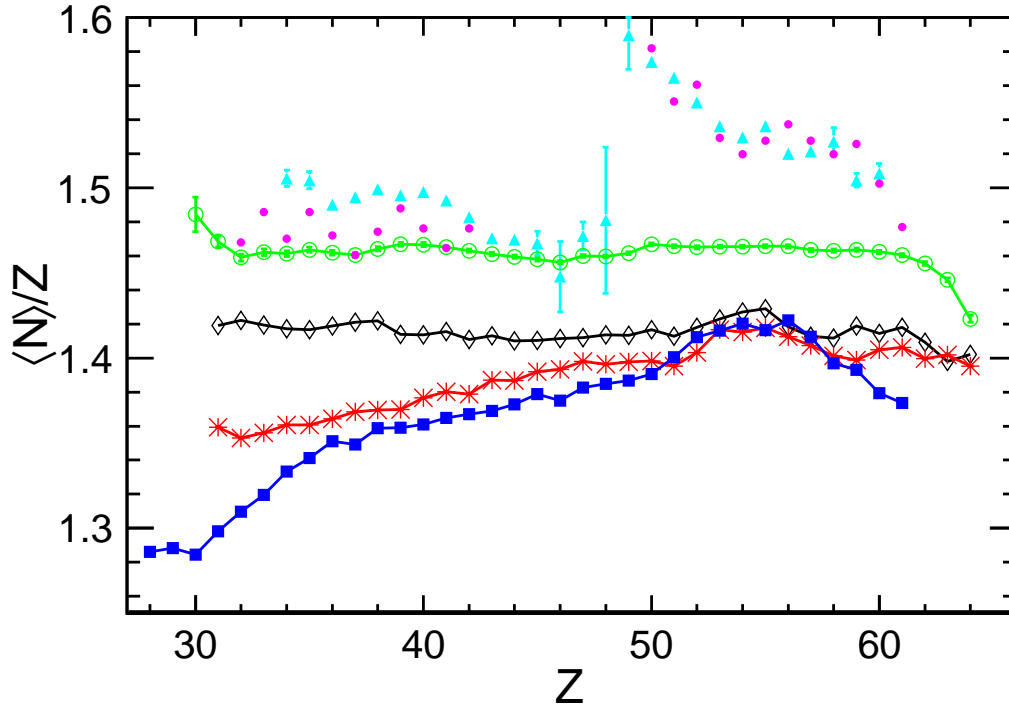


FIGURE 5.14 – Évolution de l'excès de neutrons  $\langle N \rangle / Z$  des produits de fission en fonction de leur numéro atomique  $Z$  pour différents systèmes fissionnants :  $^{238}\text{U}$  (excitation coulombienne) (cercles pleins roses) [Pereira, 2004],  $^{240,241}\text{Pu}$  avec  $E^* \approx 9$  MeV (triangles bleus clairs),  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^*=45$  MeV (cercles vides verts),  $^{247}\text{Cm}$  à  $E_{CM}=164\text{-}208$  MeV (losanges noirs),  $^{250}\text{Cf}$  à  $E_{CM}=210\text{-}274$  MeV (astérisques rouges) et  $^{238}\text{U}$  (1A GeV) + d (carrés bleus) [Pereira, 2004].

### Fission à plus haute énergie d'excitation

À 45 MeV d'énergie d'excitation (ronds vides verts), le rapport  $\langle N \rangle / Z$  des produits de fission du  $^{250}\text{Cf}$  est constant et vaut environ 1,46. Celui du noyau composé vaut 1,55. La différence est cohérente avec une évaporation totale (pré et post-scission) de 9 neutrons.

Lorsque l'énergie dans le centre de masse est supérieure, dans le cas de l'expérience avec le séparateur LISE, l'excès de neutrons des produits de fission se réduit. Ainsi les fragments de fission produits dans la réaction  $^{238}\text{U} + ^9\text{Be}$  (losanges noirs), avec une énergie dans le centre de masse moyenne de 186 MeV, présentent un excès de neutrons égal à 1,41 ce qui coïncide avec l'émission d'une quinzaine de neutrons si l'on considère la formation du noyau composé  $^{247}\text{Cm}$  par fusion complète. Les fragments de fission produits dans la réaction  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  avec une énergie dans le centre de masse légèrement supérieure, 240 MeV, ont un rapport  $\langle N \rangle / Z$  inférieur pour les produits de fission légers. Une bosse dans la région  $Z \approx 55$  est observée pour les systèmes fissionnants disposant d'une énergie dans le centre de masse de quelques centaines de MeV (courbes rouge, noire et bleue). Cet accroissement de l'excès de neutron pour les produits de fission lourds rappelle la polarisation de charge observée dans les systèmes fissionnants à basse énergie d'excitation. Il apparaît ainsi que, de manière significative, une grande partie de l'énergie d'excitation est libérée avant que le noyau fissionnant n'atteigne le point selle. Cela implique que la fission sera définie dans

un paysage d'énergie potentielle influencé par les effets de couches et se traduit par la production de noyaux plus riches en neutrons. La présence de cette bosse autour de  $Z \approx 55$  provient des effets de couches déformées à  $Z \approx 54$  et  $N \approx 88$  qui stabilisent la distribution en numéro atomique et en masse des fragments lourds [Böckstiegel *et al.*, 2008].

Lorsque l'énergie dans le centre de masse et/ou la masse de la cible augmente, un comportement différent apparaît dans l'évolution de l'excès de neutrons des fragments de fission avec leur numéro atomique : dans le cas de la réaction U+Be, l'excès de neutrons est constant mis à part la région autour de  $Z=54$ . Par contre, une croissance de l'excès de neutrons est observée avec le numéro atomique des fragments de fission dans le cas de la réaction U+C. Cette croissance est également observée dans la réaction de spallation.

Cette différence de comportement peut s'expliquer par un changement de régime de réaction lorsque l'énergie dans le centre de masse passe de 185 à 240 MeV.

Afin d'expliquer la fission à basse énergie d'excitation, deux phénomènes permettent de réduire l'importante énergie dans le centre de masse de ces systèmes. D'une part, avant la formation du noyau composé, un certain nombre de nucléons peuvent être éjectés du système, emportant avec eux une énergie cinétique importante, du fait de collisions nucléon-nucléon. Ces réactions de pré-équilibre conduisent alors à la formation de différents systèmes fissionnants plus légers que le noyau composé et avec des énergies d'excitation d'autant plus petites que le nombre de nucléons éjectés pendant cette phase est important. D'autre part, une fois le noyau composé formé, suivant que le temps d'émission d'un neutron (ou d'un proton) est plus petit que le temps nécessaire pour atteindre le point selle, ce noyau peut émettre des particules, libérant ainsi une partie de son énergie d'excitation. C'est ce qui est probablement observé dans la réaction  $^{238}\text{U} + ^9\text{Be}$ , où la contribution de fission à basse énergie est visible autour de  $Z=55$  tandis que les fragments légers ont un excès de neutrons compatible avec une longue chaîne d'évaporation. La présence de multiples systèmes fissionnants permet d'expliquer la pente présente dans l'excès de neutrons des produits de fission légers pour le  $^{250}\text{Cf}$  (astérisques rouges) et la spallation de  $^{238}\text{U}$  (carrés bleus) [Lukić *et al.*, 2006]. Lorsqu'un ensemble de systèmes fissionnants est présent, les systèmes les plus légers (qui sont aussi les plus déficients en neutrons) contribuent le plus à la formation de fragments légers. S'ils fissionnent à basse énergie d'excitation, leur fragment lourd est produit autour de  $Z=54$  avec un rapport  $\langle N \rangle / Z$  plus élevé, tandis que le fragment léger reflète le complément en nombre de neutrons et protons vis-à-vis du système fissionnant, et donc est plus déficient en neutrons.

Ce scénario de changement de régime entre la formation d'un noyau composé et la formation d'un ensemble de systèmes fissionnants par réactions de pré-équilibre est confirmé par les distributions en numéro atomique présentées sur la figure 4.16.

Les rendements en numéro atomique, pour l'expérience avec LISE, présentés sur la figure 4.16 apportent un éclairage supplémentaire. En effet, le comportement gaussien et la valeur moyenne centrée sur la valeur  $Z = Z_{fiss}/2$  des rendements  $Y(Z)$  pour la cible de béryllium tendent à montrer que l'évaporation de protons n'est pas présente de manière significative et que la fission du curium est la principale contribution aux données que l'on observe. La faible contribution de systèmes fissionnants plus légers est cohérente avec l'absence de pente dans la région des produits de fission légers. En revanche, dans le cas de la cible de carbone, la distribution  $Y(Z)$  est centrée sur  $Z=46$  ce qui confirme la présence de systèmes fissionnants plus légers (la distribution  $Y(Z)$  devrait être centrée sur 49 dans le cas de la seule fission du californium). Concernant les produits de fission lourds, ces deux systèmes présentent un comportement similaire. Une bosse dans la région  $Z \approx 55$  confère à ces noyaux une richesse en neutrons un peu plus importante que les noyaux légers. Les données de fragmentation (carrés bleus) présentent une tendance similaire. Ce comportement



est semblable à celui de la fission à basse énergie d'excitation du plutonium. Il apparaît ainsi que, de manière significative, une grande partie de l'énergie d'excitation est libérée avant que le noyau fissionnant n'atteigne le point de scission. Cela implique que le chemin de la fission sera défini dans un paysage d'énergie potentielle influencé par les effets de couches.

### Échelles de temps du processus de déformation

Nous remarquons également que les produits de fission issus du  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^*=45$  MeV ne présentent pas d'augmentation de leur rapport  $\langle N \rangle / Z$  autour de  $Z=55$ . Pour ce système, la fission à basse énergie d'excitation ne semble pas se manifester de manière significative comme pour les systèmes à plus haute énergie. Un moyen d'expliquer cette observation est de considérer les échelles de temps en jeu dans le processus de la fission. Il semble ainsi qu'à  $E^*=45$  MeV, le noyau composé atteint la déformation du point selle avant de se refroidir significativement par émission de neutrons ; la fission de première chance est hautement probable. Cette explication a déjà été suggérée dans une étude sur des systèmes fissionnants et des énergies d'excitation similaires [Rubehn *et al.*, 1996]. Le chemin de la fission est alors défini dans un paysage d'énergie potentielle sans effet de couches et les 45 MeV d'énergie d'excitation sont en grande partie libérés par les fragments de fission. Cette explication est cependant en contradiction avec la présence d'un plateau dans les distributions en numéro atomique et en masse (voir les figures 5.2 et 5.4) que l'on explique par la contribution de plusieurs chances de fission à basse énergie d'excitation.

### 5.3.2 Largeur des distributions isotopiques des produits de fission

En plus de l'excès de neutrons, l'autre grandeur qui permet de caractériser l'évolution de la distribution des fragments de fission est la largeur des distributions  $\sigma_N$  pour chaque élément. Comme pour le rapport  $\langle N \rangle / Z$ , son évolution avec le numéro atomique des produits de fission est présentée pour les différents systèmes étudiés sur la figure 5.15.

À partir d'une description statistique du processus de fission, il a été établi la relation 5.8 [Oganessian et Lazarev, 1985 ; Fong, 1956] qui relie la largeur des distributions à la température  $T$  du système fissionnant <sup>2</sup>.

$$\sigma_{N(Z)}^2 \approx \frac{T}{c_Z} \quad (5.8)$$

$c_Z$  représente la courbure de l'énergie potentielle. Mathématiquement, elle correspond à la dérivée seconde de l'énergie potentielle au point de scission par rapport à  $Z$  (la dérivée première est présentée dans la section suivante) et est globalement proportionnelle à  $1/A$ . En considérant le noyau comme un gaz de Fermi, la température et l'énergie d'excitation sont reliées par la relation  $E^*=aT^2$ , où  $a$  est le paramètre de densité de niveaux. Il apparaît alors que la largeur  $\sigma_{N(Z)}$  augmente avec l'énergie d'excitation  $E^*$  ainsi qu'avec la masse  $A$  du produit de fission.

Cette évolution de la largeur des distributions isotopiques est validée par nos données puisqu'une augmentation constante est observée entre les données du  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^*=45$  MeV (cercles vides verts), les réactions  $\text{U}+\text{Be}$  (losanges noirs) et  $\text{U}+\text{C}$  (astérisques rouges) à  $E_{\text{CM}}=185$  et 240 MeV et finalement les données de spallation (carrés bleus).

Par ailleurs, on retrouve une bosse autour de  $Z \approx 55$  pour les systèmes associés à une grande énergie dans le centre de masse. Cette bosse traduit la présence de fission à basse

---

2. La largeur provenant du mouvement de point zéro [Nifenecker, 1980] n'est ici pas considérée du fait de la température importante (quelques MeV) des systèmes considérés (hormis pour la fission avec  $E^* < 10$  MeV).

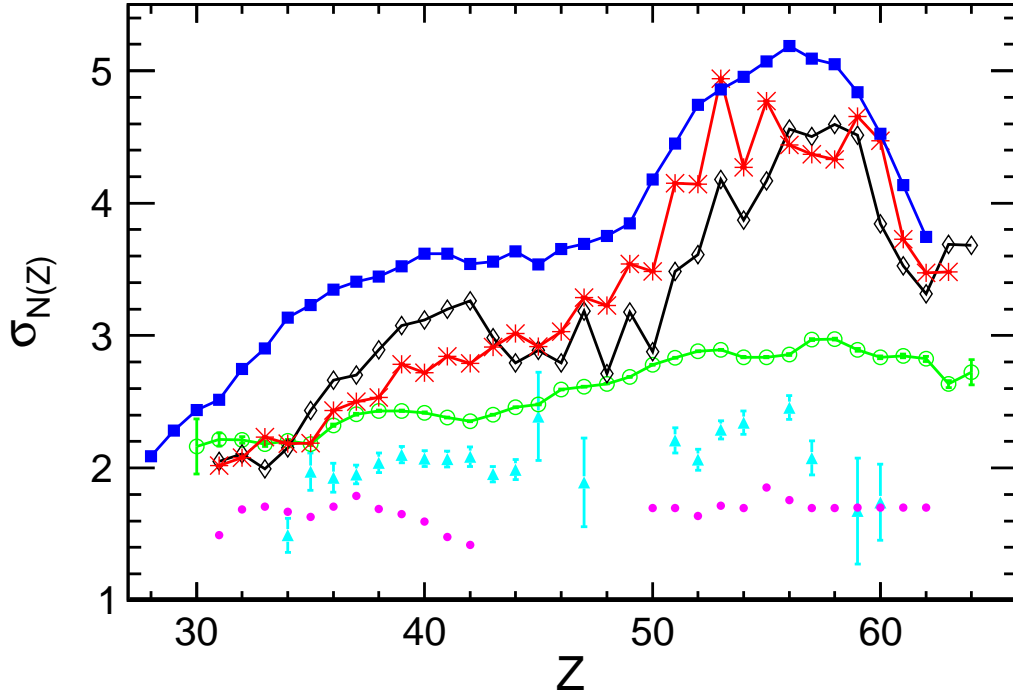


FIGURE 5.15 – Évolution de la largeur des distributions du nombre de neutrons avec le numéro atomique des produits de fission pour différents systèmes fissionnants :  $^{238}\text{U}$  (excitation coulombienne) (cercles pleins roses) [Pereira, 2004],  $^{240,241}\text{Pu}$  avec  $E^* \approx 9$  MeV (triangles bleus clairs),  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^*=45$  MeV (cercles vides verts),  $^{247}\text{Cm}$  à  $E_{CM}=164\text{--}208$  MeV (losanges noirs),  $^{250}\text{Cf}$  à  $E_{CM}=210\text{--}274$  MeV (astérisques rouges) et  $^{238}\text{U}$  (1A GeV) + d (carrés bleus) [Pereira, 2004].

énergie d'excitation. La fission à basse énergie d'excitation est sensible aux effets de couches et produit donc des fragments plus riches en neutrons qui élargissent la distribution.

Comme pour l'excès de neutrons (section 5.3.1), aucune contribution de la fission à basse énergie d'excitation n'est visible dans les données du  $^{250}\text{Cf}$  avec  $E^*=45$  MeV (cercles vides verts) puisque la largeur des distributions en neutron de ce système augmente régulièrement avec le numéro atomique.

Les données à basse énergie d'excitation (transfert et excitation coulombienne) montrent un comportement différent et une relative constance dans la largeur. À ces énergies, l'hypothèse du gaz de Fermi n'est pas valable et l'influence des effets de couches beaucoup plus importante.

### 5.3.3 Multiplicité de neutrons post-scission

En utilisant le modèle proposé par Berlander [Berlander *et al.*, 1979], une version simplifiée du modèle du point de scission de Wilkins, nous pouvons estimer l'évolution de l'excès de neutrons avec le numéro atomique du fragment au moment de la scission. On définit l'énergie potentielle du noyau composé au point de scission  $\xi$  comme la somme des énergies de la goutte liquide des deux pré-fragments  $E_{LD}(Z_i, A_i, \beta_i)$  (définie par la relation 5.9),

d'un potentiel d'interaction coulombienne entre les deux pré-fragments et d'un potentiel d'interaction nucléaire  $V_N(R)$  (voir l'équation 5.10).

$$E_{LD}(Z, A, \beta) = a_v A - a_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{3}\beta\right) - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3} \left(1 + \frac{2}{3}\beta\right)} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} \quad (5.9)$$

$$\xi = E_{LD}(Z_1, A_1, \beta_1) + E_{LD}(Z_2, A_2, \beta_2) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + V_N(R) \quad (5.10)$$

$R$  désigne la distance qui sépare les centres de masses des deux pré-fragments; elle est définie par la relation 2.18. Le potentiel nucléaire dépend uniquement de la masse des deux pré-fragments et de  $R$ . Les nombres de protons  $Z$  et de neutrons  $N$  du système étant fixés, l'énergie potentielle du système dépend uniquement de  $Z_1$  et de  $A_1$  ( $A_1 + A_2 = A$  et  $Z_1 + Z_2 = Z$ ). On détermine ensuite la valeur la plus probable du numéro atomique  $\langle Z_1 \rangle$  comme étant celle qui minimise l'énergie potentielle du système  $\xi$  pour une masse  $A_1$  fixée. Autrement dit, on recherche la solution de l'équation suivante

$$\left. \frac{d\xi}{dZ_1} \right|_{A_1=cte} = 0 \quad (5.11)$$

On obtient alors

$$\begin{aligned} \langle Z_1 \rangle &= \left( 2a_c \left( \frac{1}{A_1^{1/3} \left(1 + \frac{2}{3}\beta_1\right)} + \frac{1}{A_2^{1/3} \left(1 + \frac{2}{3}\beta_2\right)} \right) + 4a_a \left( \frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} \right) - \frac{2e^2}{R} \right) \\ &= Z \left( \frac{2a_c}{A_2^{1/3} \left(1 + \frac{2}{3}\beta_2\right)} + \frac{4a_a}{A_2} - \frac{e^2}{R} \right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

On obtient ensuite le rapport  $\langle N \rangle / Z$  à partir de la relation 5.12 à partir de la relation 5.13.

$$\langle N \rangle / Z = \frac{A - \langle Z_1 \rangle}{\langle Z_1 \rangle} \quad (5.13)$$

La relation 5.13 indique la valeur du rapport  $\langle N \rangle / Z$  pour un  $\langle Z_1 \rangle$  donné au point de scission. Ce rapport calculé est présenté dans la partie supérieure de la figure 5.16 par la courbe en tirets noirs.

L'évolution de cette courbe est similaire à la courbe de la vallée de stabilité : les éléments les plus lourds sont aussi ceux qui possèdent le plus grand nombre de neutrons comparé à leur nombre de protons afin de compenser l'augmentation de la répulsion coulombienne. Les excès de neutrons mesurés pour le plutonium à  $E^* \approx 9$  MeV et le californium à  $E^* = 45$  MeV sont reproduits sur la même figure. En soustrayant le rapport  $\langle N \rangle / Z$  évalué au point de scission à celui que l'on a mesuré, nous pouvons en déduire le nombre de neutrons évaporés post-scission  $\nu(Z)$  par les fragments de fission.

### Courbe en dent de scie

La multiplicité de neutrons déduite est présentée dans la partie inférieure de la figure 5.16. Pour le plutonium, on observe un comportement en dent de scie. Ce comportement connu et déjà observé est caractéristique de la fission à basse énergie d'excitation [Naqvi *et al.*, 1986]. Cette forme en dent de scie provient de l'énergie de déformation des fragments naissants à la scission. D'après Wilkins [Wilkins *et al.*, 1976], la déformation calculée principalement à partir des effets de structure est en parfait accord avec la multiplicité de neutrons mesurée (voir

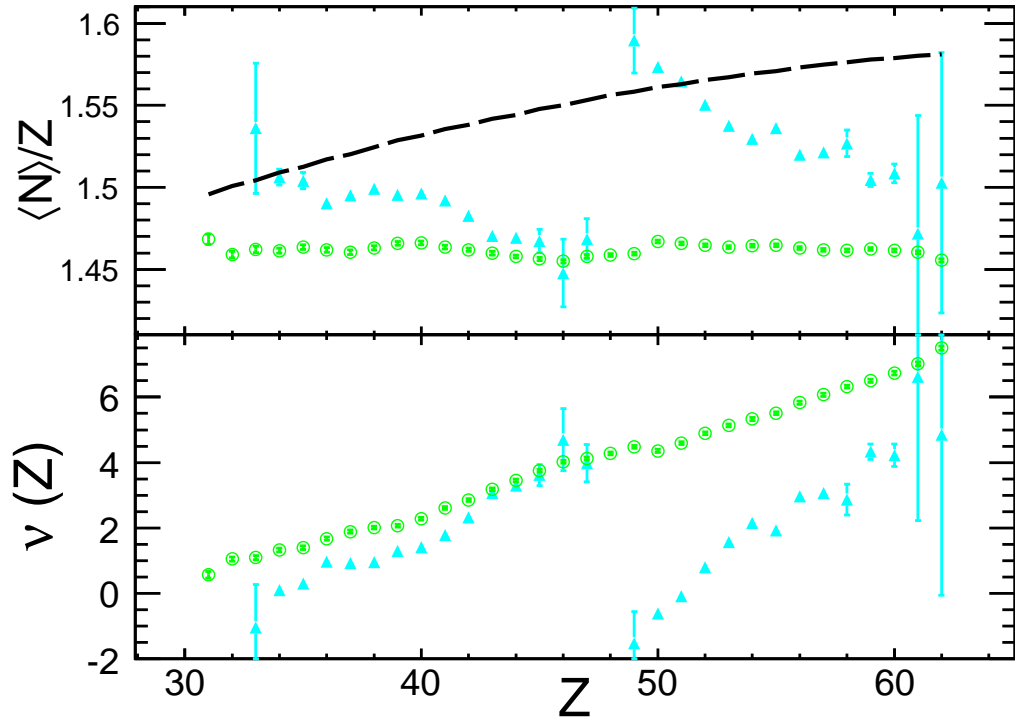
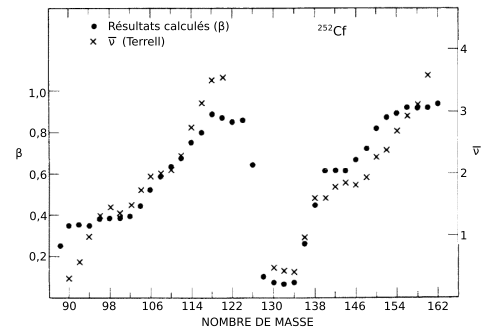


FIGURE 5.16 – Figure du haut : excès de neutrons  $\langle N \rangle / Z$  attendu au point de scission pour le  $^{240}\text{Pu}$  (courbe en tirets) comparé aux données obtenues dans la fission du  $^{240,241}\text{Pu}$  induite par transfert ( $E^* \approx 9$  MeV) (triangles cyans) et dans la fission du  $^{250}\text{Cf}$  à  $E^* = 45$  MeV (cercles vides verts).

Figure du bas : différence entre le rapport  $\langle N \rangle / Z$  attendu au point de scission et le rapport  $\langle N \rangle / Z$  mesuré pour les systèmes de la figure du haut (mêmes symboles et couleurs).

la figure 5.17). Des calculs microscopiques prédisent également des énergies de déformation importantes pour les fragments à la scission [Dubray *et al.*, 2008]. La faible évaporation de neutrons associée à  $Z=50$  provient des forts effets de couches qui aboutissent à la formation de noyaux sphériques  $^{132}\text{Sn}$  du fait de sa double fermeture de couches ( $Z=50$  et  $N=82$ ).

FIGURE 5.17 – Déformation moyenne des fragments de fission  $\beta$  (symboles  $\bullet$ ) calculée pour le système fissionnant  $^{252}\text{Cf}$  et comparée avec l'évaporation de neutrons  $\bar{\nu}(A)$  mesurée dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  (symboles  $\times$ ) [Terrell, 1962]. Adapté de [Wilkins *et al.*, 1976].



Notons que les valeurs négatives prises par  $\nu(Z)$  ne sont pas physiques mais proviennent de notre estimation du rapport  $\langle N \rangle / Z$  des fragments au point de scission. Il considère

uniquement l'énergie de la goutte liquide des pré-fragments et ne tient pas compte des corrections de couches. Cela permet d'expliquer la valeur négative prise par la multiplicité de neutrons pour  $Z=50$ .

À  $E^*=45$  MeV, ce comportement en dent de scie a disparu ; les effets de structure n'interviennent plus à cette énergie. On observe alors une augmentation constante de la multiplicité de neutrons avec le numéro atomique. Cela traduit que le fragment lourd possède une énergie d'excitation plus importante que le fragment léger lui permettant ainsi d'évaporer davantage de neutrons. Une augmentation constante de la multiplicité de neutrons avec la masse des produits de fission a déjà été observée dans des mesures de neutrons pour des systèmes  $^{18}\text{O}+^{154}\text{Sm}$  et  $^{18}\text{O}+^{197}\text{Au}$  ( $E_{lab}=159$  MeV dans les deux cas) [Hinde *et al.*, 1992]. Cette conclusion est compatible avec une énergie d'excitation plus importante pour les fragments plus lourds (voir la section 1.1.3.2).

## 5.4 Rendements de fission induite par réaction de transfert

En dépit des problèmes que nous avons rencontrés avec le détecteur SPIDER, nous avons réussi à obtenir les distributions isotopiques de trois systèmes fissionnants : le  $^{240, 241}\text{Pu}$  avec une relative bonne statistique et le  $^{238}\text{U}$  et  $^{239}\text{Np}$  avec une statistique plus limitée. Nous avons utilisé un total de 21000 événements pour la fission du plutonium, 3500 pour celle du neptunium et 4700 pour l'uranium en considérant une énergie d'excitation supérieure à 5 MeV (voir la section 5.4.3 pour les explications). Ces faibles statistiques expliquent les fluctuations statistiques importantes observées dans les rendements.

### 5.4.1 Corrections du rapport fragment léger/fragment lourd dans la fission induite par transfert

Comme nous l'avons vu sur la figure 3.42, le nombre de coups enregistrés au total pour les fragments légers est supérieur à celui des fragments lourds en coïncidence avec SPIDER. Ce phénomène n'a pas été observé dans la fission du  $^{250}\text{Cf}$ , sans déclenchement de SPIDER.

Ce phénomène provient du fait que le faisceau a subi une instabilité spatiale horizontale de 6 à 7 mm sur sa droite tout au long de l'expérience avec une fréquence de 1Hz comme le montre la figure 5.18.

Les fragments de fission les plus légers sont ceux qui ont l'ouverture angulaire la plus grande (voir la section 2.2.2.2) et qui ont donc la plus grande probabilité de venir heurter les anneaux internes de SPIDER. L'ADC qui codait les signaux en provenance de SPIDER était réglé de manière à ne pas enregistrer les énergies qui étaient hors gamme (*overflow*). C'est précisément le cas des fragments de fission qui possèdent une énergie cinétique de l'ordre de 1000 MeV à comparer aux 200 MeV des noyaux de recul de la cible. Lorsqu'un fragment léger heurte SPIDER, l'événement est donc rejeté bien que le fragment lourd pénètre dans VAMOS. Ainsi, les fragments lourds ont une efficacité de détection inférieure comme le montre la figure 5.19.

Pour corriger le nombre de fragments lourds que l'on a perdu de cette manière, nous regardons la distribution en numéro atomique en conditionnant par la partie gauche ou droite de SPIDER. Le résultat est visible sur la figure 5.19. Le nombre total de coups dans la partie droite est inférieur à celui dans la partie gauche du fait de la présence d'un masque qui occultait une portion de la partie droite de SPIDER. On remarque également que pour la partie droite, le nombre de coups entre les fragments léger et lourd est sensiblement

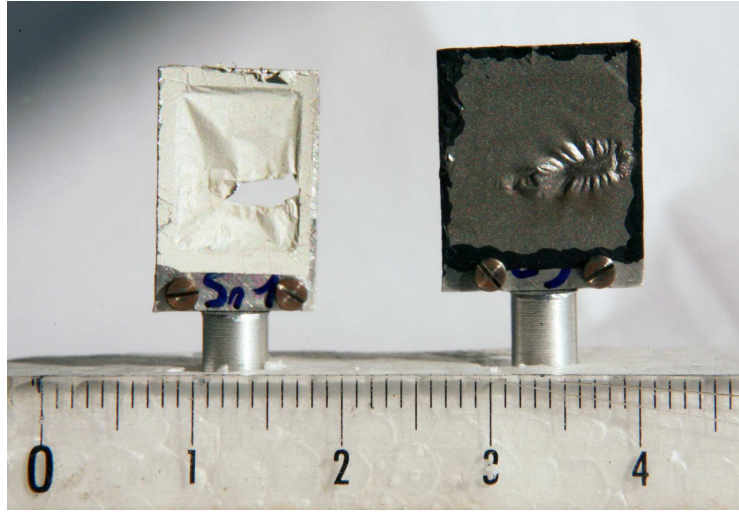


FIGURE 5.18 – Cibles utilisées pendant l'expérience. Un mouvement du faisceau vers la droite de l'ordre de 6 à 7 mm est visible.

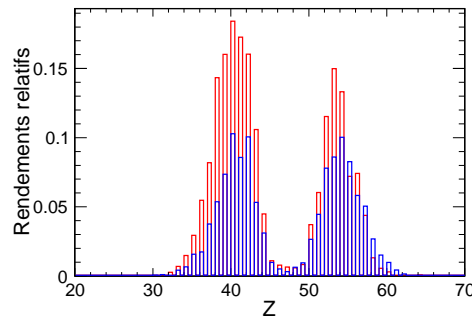


FIGURE 5.19 – Nombre de coups normalisés enregistrés pour les différents numéros atomiques  $Z$  des fragments de fission issus du  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  dans la partie gauche (en rouge) et droite (bleu) du télescope SPIDER.

identique. Ce n'est pas le cas de la partie gauche qui présente un nombre de coups plus important pour les fragments légers.

Nous avons donc appliqué un facteur de correction global sur les rendements des produits de fission associés à la fission induite par transfert pour les produits de fission lourds ( $Z > Z_{\text{fiss}}/2$ ). Ce rapport est défini par la relation 5.14.

$$f_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{léger, droite}} + N_{\text{léger, gauche}}}{N_{\text{lourd, droite}} + N_{\text{lourd, gauche}}} \quad (5.14)$$

Les différents  $N_{\text{léger, droite}}$  désignent le nombre de coups enregistrés pour les produits de fission légers/lourds dans la partie droite/gauche de SPIDER. On en déduit ainsi que les fragments lourds sont en moyenne 1,34 fois moins présents que les fragments légers.

Les distributions isotopiques que nous avons obtenues pour le plutonium sont présentées sur les figures 5.20 et 5.23 tandis que les distributions isotopiques de l'uranium et du neptunium sont rapidement présentées dans la section 5.4.3.

### 5.4.2 Comparaison des rendements du plutonium aux mesures précédentes

Afin de nous assurer de la validité de notre mesure de rendements isotopiques nous avons comparé les distributions isotopiques que nous avons obtenues pour le  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  avec des mesures précédentes de fission de  $^{239}\text{Pu}$  induite par neutron thermique avec le spectromètre LOHENGRIN à Grenoble [Schmitt *et al.*, 1984 ; Bail, 2009].

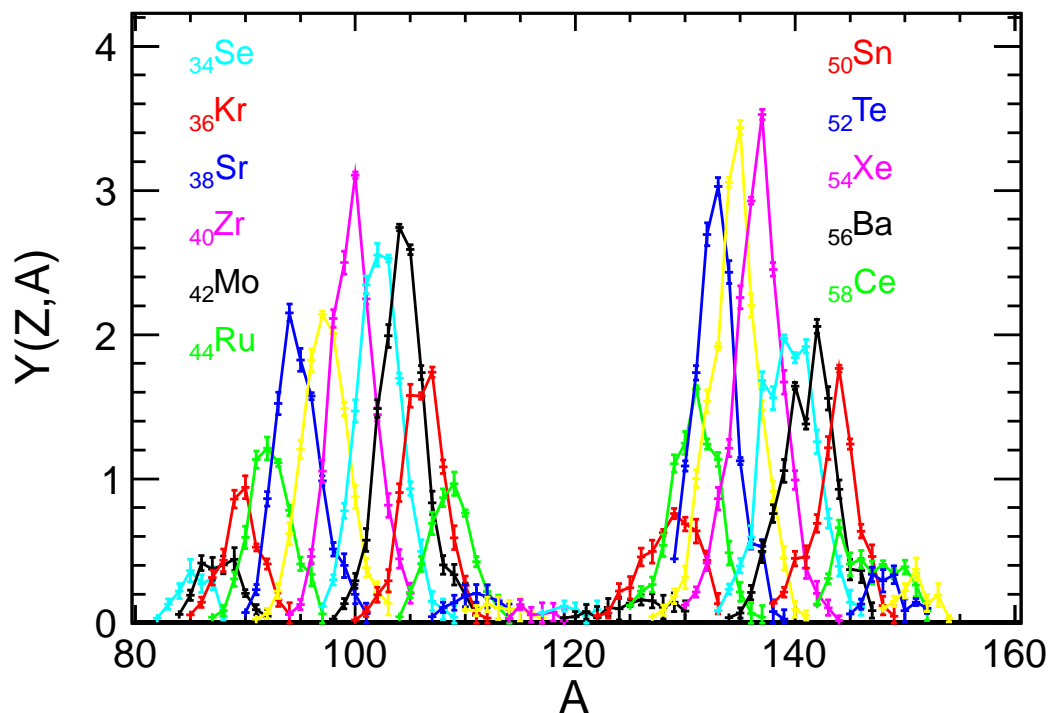


FIGURE 5.20 – Distributions isotopiques de l'ensemble des éléments issus de la fission du  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ . Chaque couleur représente un élément chimique de  $Z=34$  (en bleu clair) à 60 (en jaune). La somme des rendements est normalisé à 200.

Les distributions isotopiques présentées sur la figure 5.23 présentent globalement un bon accord avec les données de Schmitt et Bail. Quelques différences apparaissent cependant. Les largeurs des distributions isotopiques sont plus larges dans notre cas comme on le voit pour les éléments autour de  $Z=40$ . En particulier, les isotopes les plus riches en neutrons sont plus produits dans le système étudié que dans la fission induite par neutron thermique. Cela peut s'expliquer par le fait que les distributions du plutonium qui sont présentées contiennent environ 80% de  $^{240}\text{Pu}$  et 20% de  $^{241}\text{Pu}$  (voir la section 3.3). Le  $^{241}\text{Pu}$  étant un peu plus riche en neutrons, il devrait conduire à la formation d'isotopes légèrement plus riches en neutrons que la fission du  $^{240}\text{Pu}$ . Par ailleurs, l'énergie d'excitation de l'ordre d'une dizaine de MeV dans notre cas est supérieure à l'énergie d'excitation dans le cas de la fission induite par neutron (de l'ordre de 5-6 MeV et correspondant à l'énergie de liaison d'un neutron). Ce surplus d'énergie d'excitation conduit également à un élargissement des distributions isotopiques (voir la section 5.3.2).

La figure 5.21a présente les rendements relatifs en masse comparés aux données de

Schmitt (en bleu) [Schmitt *et al.*, 1984] et Bail (en rouge) [Bail, 2009]. Hormis quelques divergences locales, l'accord entre nos données et les mesures précédentes sur la fission du  $^{240}\text{Pu}$  permettent de justifier la procédure appliquée dans ce travail.

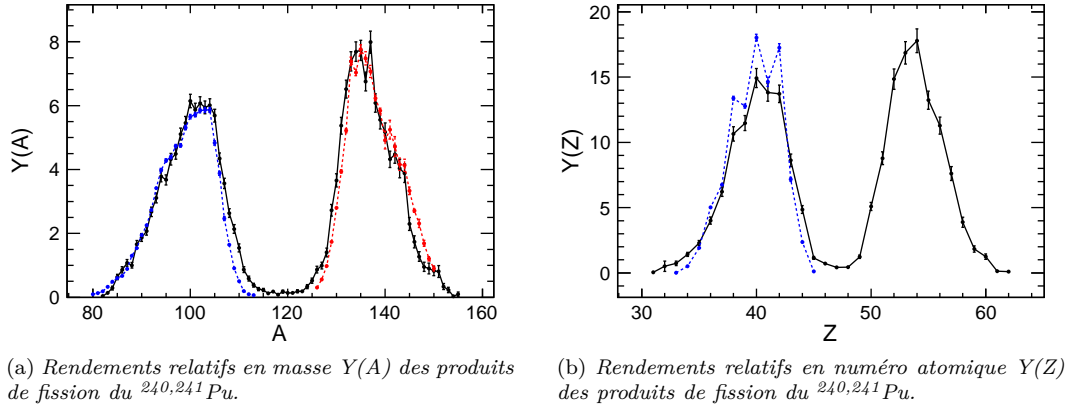


FIGURE 5.21 – Rendements relatifs en masse (a) et en numéro atomique (b) des produits de fission du  $^{240,241}\text{Pu}$  comparés aux données de Schmitt (en bleu) [Schmitt *et al.*, 1984] et de Bail (en rouge) [Bail, 2009]. La somme des rendements est normalisée à 200.

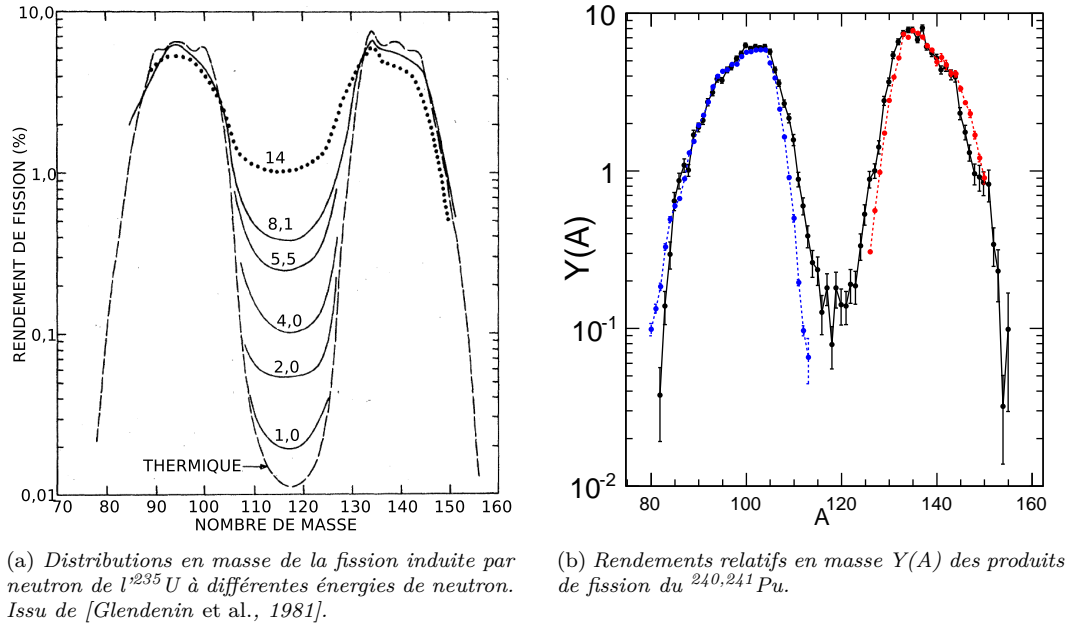


FIGURE 5.22 – Distributions en masse de la fission de  $^{235}\text{U}$  (a) et du  $^{240,241}\text{Pu}$  (b) à différentes énergies d'excitation.

On remarque l'effet de l'énergie d'excitation supérieure dans nos données. Tout d'abord dans la distribution en numéro atomique (figure 5.21b) où l'effet pair-impair est moins



prononcé que dans la fission induite par neutron thermique. Ensuite, on remarque que la vallée entre les deux bosses est un peu moins creusée à  $E^* \approx 9$  MeV que pour la fission induite par neutron thermique. Ce phénomène est bien connu des distributions en masse, comme illustré sur la figure 5.22a où la contribution symétrique à la distribution en masse devient de plus en plus importante au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente. La figure 5.21a est présentée en échelle logarithmique sur la figure 5.22b pour comparaison.

Le rapport pic sur vallée diminue avec l'énergie d'excitation, comme il est montré dans la figure 5.22a. Dans nos données ce rapport vaut  $R=6/0,1=60$ . Il correspond à celui que l'on obtient dans la fission de l' $^{235}\text{U}$  induite par neutron de 4 MeV (voir la figure 5.22a). En tenant compte de l'énergie de liaison du neutron capturé de 6,5 MeV [Sonzogni, 2011], l' $^{236}\text{U}$  fissionne avec une énergie d'excitation d'une dizaine de MeV. Cette énergie d'excitation est cohérente avec celle du  $^{240,241}\text{Pu}$  qui fissionne à une énergie d'excitation moyenne de 9 MeV.

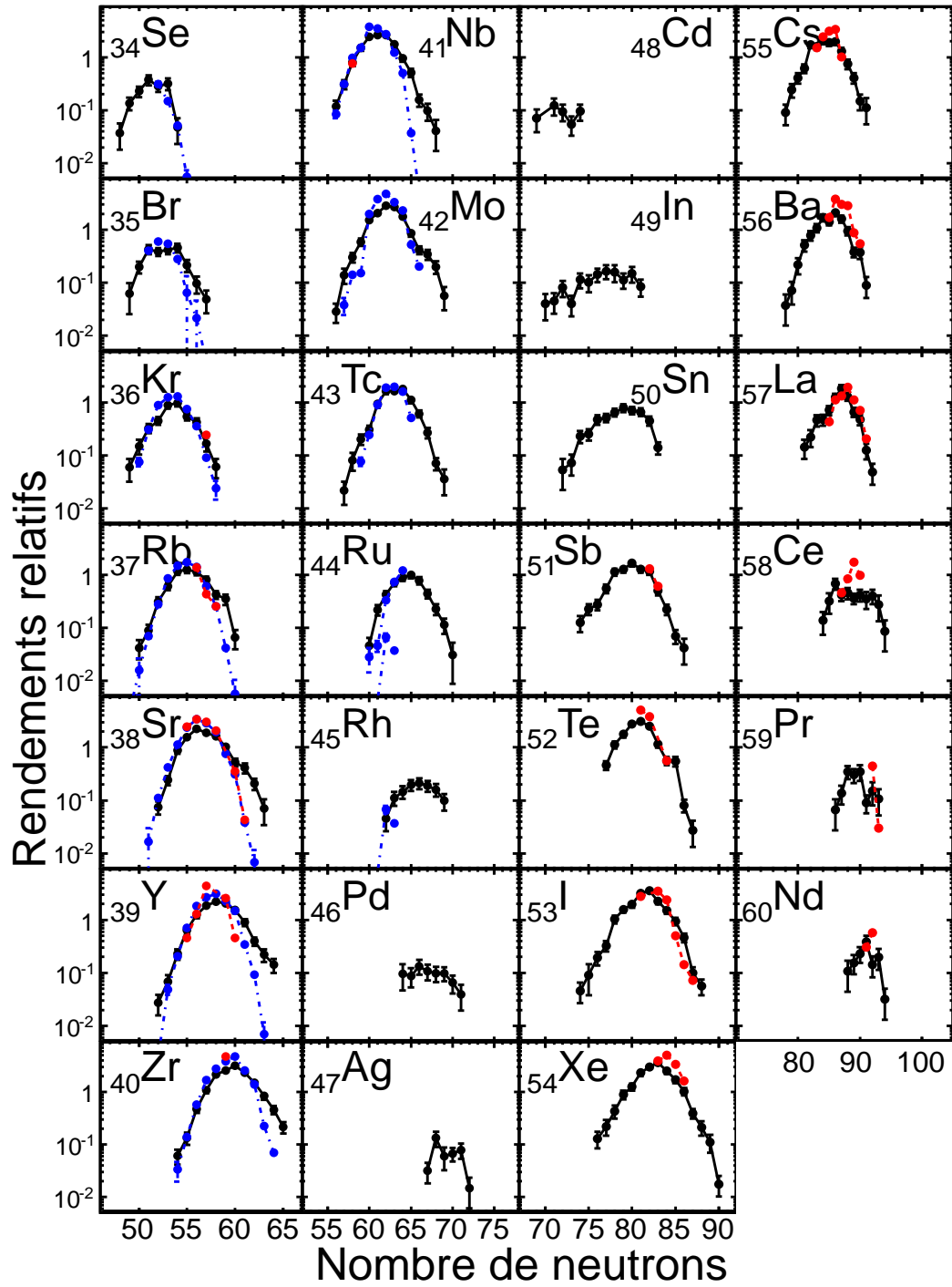


FIGURE 5.23 – Rendements relatifs pour chaque élément obtenus dans la fission du  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  à  $E^* \approx 9$  MeV. La somme des rendements est normalisée à 200. Les données en couleur proviennent de la fission induite par neutron thermique du  $^{239}\text{Pu}$  de Schmitt [Schmitt et al., 1984] (bleu) et de Bail [Bail et al., 2011] (rouge).

### 5.4.3 Distributions isotopiques de l'uranium et du neptunium

Des fluctuations importantes sont présentes du fait de la statistique limitée ce qui rend difficile toute exploitation des données du  $^{238}\text{U}$  et du  $^{239}\text{Np}$ . La statistique est particulièrement faible pour les fragments de fission les plus lourds. Les fragments les moins rapides s'étant arrêtés dans la chambre à ionisation, le travail pour obtenir les rendements de fission (présenté dans la section 3.4) a donc été réalisé avec une statistique relativement faible pour les produits de fission les plus lourds. Les distributions isotopiques de ces deux noyaux fissionnants sont néanmoins présentées sur les figures 5.24 ( $^{238}\text{U}$ ) et 5.25 ( $^{239}\text{Np}$ ) et montrent des fluctuations importantes.

Par ailleurs, les distributions isotopiques de l' $^{238}\text{U}$  sont en partie contaminées par le  $^{250}\text{Cf}$ . Les événements de fission de l' $^{238}\text{U}$  sont considérés comme tel lorsqu'un noyau de carbone a été identifié dans SPIDER et qu'un produit de fission a été détecté dans VAMOS. Or, une coïncidence fortuite peut avoir lieu lorsqu'un noyau de  $^{250}\text{Cf}$  est formé par fusion et qu'un carbone provenant d'une diffusion élastique est détecté dans SPIDER durant l'intervalle de 600 ns qui correspond à la fenêtre de coïncidence entre SPIDER et VAMOS. Pour limiter au maximum la présence de  $^{250}\text{Cf}$  tout en gardant le maximum de statistique, nous avons sélectionné uniquement les événements avec une énergie d'excitation supérieure à 5 MeV [Derkx, 2010].

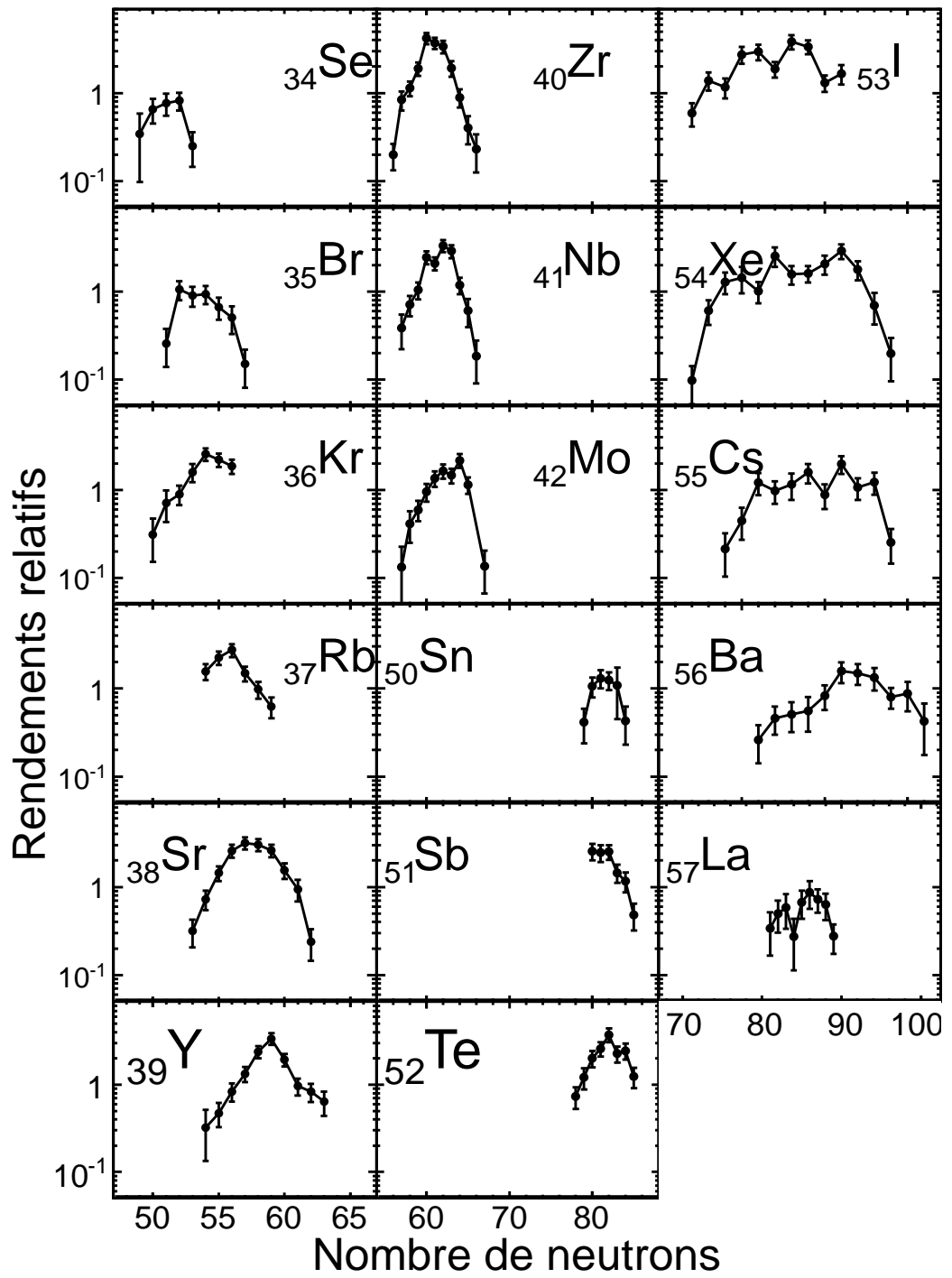


FIGURE 5.24 – Rendements relatifs pour chaque élément obtenus dans la fission du  $^{238}\text{U}$  à  $E^* \approx 7 \text{ MeV}$ .

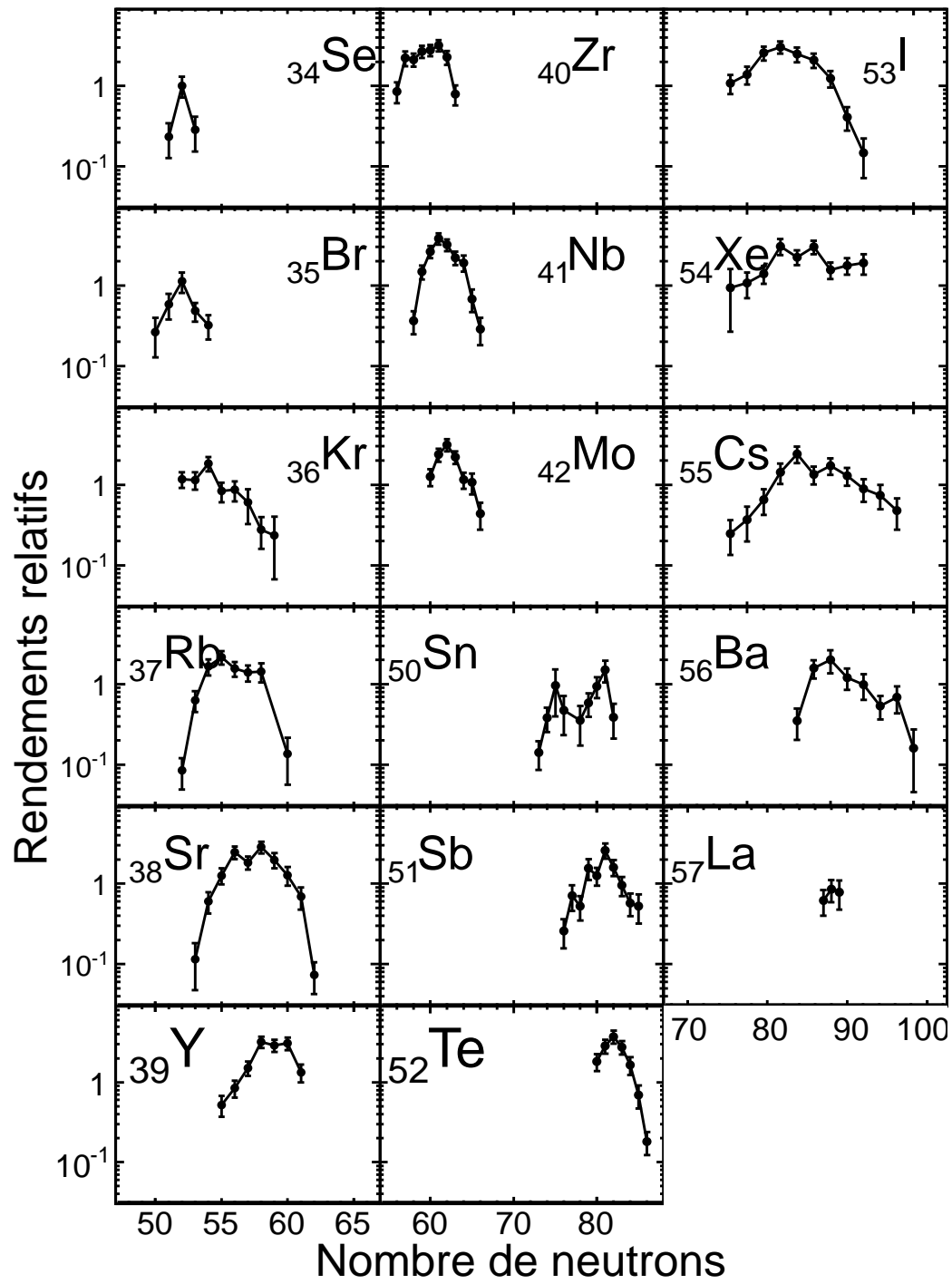


FIGURE 5.25 – Rendements relatifs pour chaque élément obtenus dans la fission du  $^{239}\text{Np}$  à  $E^* \approx 6 \text{ MeV}$ .

#### 5.4.4 Effet pair-impair

La figure 5.21b présente la distribution en numéro atomique que l'on a obtenue comparée aux données de Schmitt (en bleu) [Schmitt *et al.*, 1984]. On remarque que l'effet pair-impair est beaucoup plus marqué dans les données de Schmitt.

Les structures paires-impaires observées dans les distributions en numéro atomique sont reliées à la probabilité de briser une paire de protons pendant le processus de déformation. Pour quantifier ce phénomène, nous nous intéressons uniquement aux protons. En effet, l'étude sur les neutrons est rendue difficile du fait du processus d'évaporation post-scission. On définit l'effet pair-impair local  $\delta(Z)$  à l'aide de la relation 5.15 [Tracy *et al.*, 1972].

$$\delta(Z+1, 5) = \frac{1}{8}(-1)^{Z+1}[(L_3 - L_0) - 3(L_2 - L_1)] \quad (5.15)$$

Les  $L_i$  désignent le logarithme népérien des rendements isotopiques relatifs du noyau de numéro atomique  $Z+i$  où  $Z$  est le numéro atomique du noyau dont on calcule l'effet pair-impair local  $\delta$ . L'évolution de  $\delta$  avec le numéro atomique des fragments est présentée sur la figure 5.26 pour les trois systèmes fissionnants que nous avons obtenus :  $^{238}\text{U}$  ( $E^* \approx 7$  MeV), le  $^{239}\text{Np}$  ( $E^* \approx 6$  MeV) et le  $^{240}\text{Pu}$  ( $E^* \approx 9$  MeV) (ronds vides). Pour comparaison, des mesures précédentes sont également affichées :  $^{238}\text{U}$  ( $E^* \approx 7,19$  MeV) [Pommé *et al.*, 1993],  $^{238}\text{Np}+n_{\text{th}}$  [Tsekhanovich *et al.*, 2001],  $^{239}\text{Pu}+n_{\text{th}}$  [Schmitt *et al.*, 1984] (points noirs).

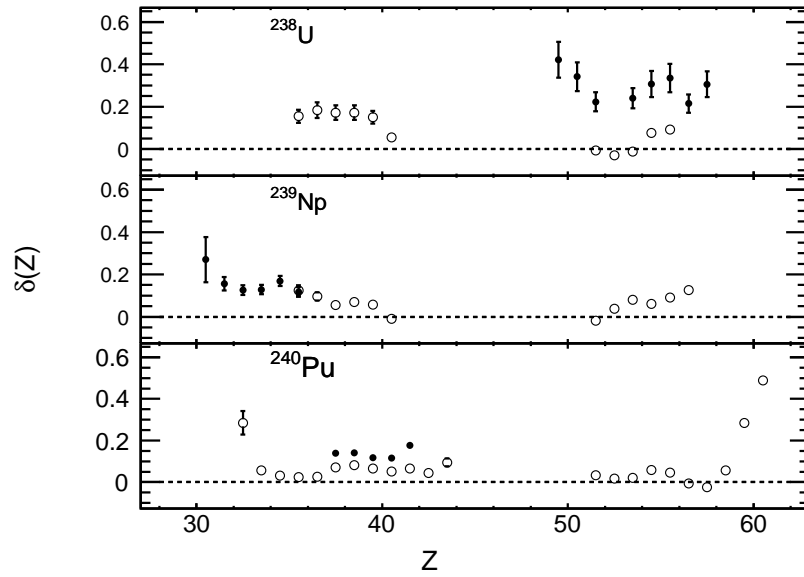


FIGURE 5.26 – Évolution des effets pair-impair locaux  $\delta$  en fonction du numéro atomique  $Z$  des fragments de fission pour le  $^{238}\text{U}$  ( $E^* \approx 7$  MeV), le  $^{239}\text{Np}$  ( $E^* \approx 6$  MeV) et le  $^{240}\text{Pu}$  ( $E^* \approx 9$  MeV) (ronds vides). Les données sont comparées à des mesures précédentes (points noirs) issues de [Pommé *et al.*, 1993 ; Tsekhanovich *et al.*, 2001 ; Schmitt *et al.*, 1984].

Nos données sur le  $^{240}\text{Pu}$  présentent un effet pair-impair d'une amplitude inférieure à celles observées dans les données de Schmitt. La différence provient de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant qui est plus élevée dans notre cas. Lorsque l'énergie d'excitation augmente, un nombre plus important de paires de protons peuvent être brisées réduisant ainsi la visibilité de ce phénomène.

De façon générale, on retrouve le comportement connu selon lequel l'effet pair-impair est d'autant plus important que le noyau fissionnant est léger : on a  $\delta(^{238}\text{U}) \approx 0,2$  tandis que  $\delta(^{240}\text{Pu}) \approx 0,05$ . Enfin, il est attendu que l'effet pair-impair augmente avec l'asymétrie. Cela est visible à la fois sur les données du  $^{239}\text{Np}$  de Tsekhanovich et également sur nos données du  $^{240}\text{Pu}$  pour les fragments de fission les plus lourds. On devrait observer le même comportement dans les fragments légers du  $^{240}\text{Pu}$ . Cette absence peut s'expliquer par le manque de statistique de nos données.

#### 5.4.5 Effets de couche proton et neutron

Dans la section 1.1.3.1, il a été discuté le fait que des effets de la structure en couches des protons et/ou des neutrons devaient être considérés pour expliquer la constance de la valeur moyenne de la distribution en masse des produits de fission lourds.

Notre mesure des distributions isotopiques pour les systèmes fissionnants  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Np}$  et  $^{240,241}\text{Pu}$  tente d'apporter un éclairage sur cette problématique. Les figures 5.27 et 5.28 présentent respectivement la distribution en proton et en neutron des produits de fission que l'on a mesurée pour ces trois systèmes fissionnants. Le tableau 5.1 donne les valeurs moyennes des distributions en proton et en neutron des fragments légers et lourds mesurées pour ces trois systèmes fissionnants.

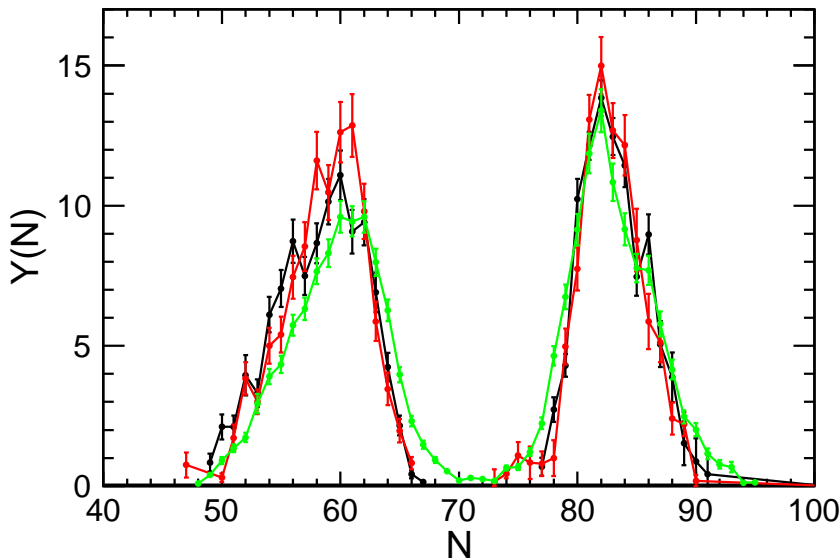


FIGURE 5.27 – Distributions en neutron de différents systèmes fissionnants :  $^{238}\text{U}$  ( $E^* \approx 7 \text{ MeV}$ ) (en noir),  $^{239}\text{Np}$  ( $E^* \approx 6 \text{ MeV}$ ) (en rouge),  $^{240,241}\text{Pu}$  (en vert).

Globalement, la position des fragments lourds est fixe à la fois au niveau des protons et des neutrons ; la position des fragments légers s'ajuste sur la masse et la charge restantes vis-à-vis du noyau fissionnant. Pour la valeur moyenne de la distribution en proton, on trouve une valeur de  $Z=54$  pour le neptunium et le plutonium qui a déjà été observée expérimentalement et expliquée par l'intermédiaire d'effet de couches déformées (voir la figure 5.30).

La valeur moyenne de la distribution en neutron des produits de fission lourds  $\langle N \rangle_{\text{lourd}}$  est elle aussi constante pour les trois systèmes fissionnants à  $N \approx 82$ , tandis que les fragments légers ont une distribution centrée sur un nombre de neutron  $\langle N \rangle_{\text{léger}}$  qui varie beaucoup

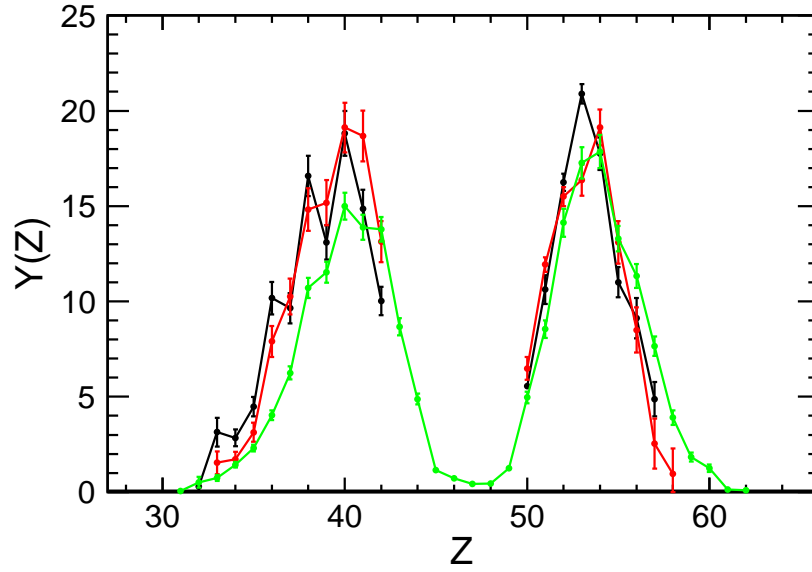


FIGURE 5.28 – Distributions en proton de différents systèmes fissionnants :  $^{238}\text{U}$  ( $E^* \approx 7$  MeV) (en noir),  $^{239}\text{Np}$  ( $E^* \approx 6$  MeV) (en rouge),  $^{240,241}\text{Pu}$  (en vert).

	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Np}$	$^{240,241}\text{Pu}$
$\langle Z \rangle_{\text{léger}}$	39,4	39,9	39,9
$\langle Z \rangle_{\text{lourd}}$	53,1	53,1	53,9
$\langle N \rangle_{\text{léger}}$	58,1	58,8	59,6
$\langle N \rangle_{\text{lourd}}$	82,7	82,8	83,0

Tableau 5.1 – Valeurs moyennes des distributions en proton et en neutron des fragments légers et lourds mesurées pour différents systèmes fissionnants :  $^{238}\text{U}$  ( $E^* \approx 7$  MeV),  $^{239}\text{Np}$  ( $E^* \approx 6$  MeV),  $^{240,241}\text{Pu}$  ( $E^* \approx 9$  MeV).

plus significativement avec le système fissionnant. C'est la première fois que la distribution en neutron est observée pour les fragments lourds. Cette valeur ne reflète cependant pas le nombre de neutrons au point de scission du fait de l'évaporation de neutrons post-scission. D'après notre estimation du nombre de neutrons évaporés présentée dans la section 5.3.3 et en considérant que le numéro atomique des fragments lourds se situe autour de  $Z=54$ , on attend une émission de 2-3 neutrons post-scission par le fragment lourd. La valeur moyenne de la distribution en neutron des fragments lourds serait donc de 84-85. Cette estimation est compatible avec celle de Böckstiegel [Böckstiegel *et al.*, 2008] (voir la figure 5.30) à la fois pour le  $^{239}\text{Np}$  et le  $^{240,241}\text{Pu}$ . Cette estimation est obtenue en considérant l'hypothèse UCD et qu'aucune évaporation n'a eu lieu. Les estimations de Böckstiegel sont cependant légèrement différentes pour l' $^{238}\text{U}$  où le nombre de neutrons moyen pré-scission est estimé à 87.

Les prédictions du code GEF sont présentées sur la figure 5.29 pour les mêmes systèmes fissionnants et les valeurs moyennes des distributions en neutron et en proton sont données dans le tableau 5.2. La position moyenne de la distribution en proton des fragments lourds  $\langle Z \rangle_{\text{lourd}}$  est constante autour de  $Z=53-54$  ce qui est conforme à nos données (figure 5.28). En revanche, GEF ne reproduit pas le comportement observé sur la distribution expérimentale



	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Np}$	$^{240}\text{Pu}$
$\langle Z \rangle_{\text{léger}}$	38,5	39,2	40,0
$\langle Z \rangle_{\text{lourd}}$	53,3	53,6	54,0
$\langle N \rangle_{\text{léger}}$	57,9	58,3	58,8
$\langle N \rangle_{\text{lourd}}$	84,9	84,0	83,3

Tableau 5.2 – Valeurs moyennes des distributions en proton et en neutron des fragments légers et lourds prédites par GEF pour différents systèmes fissionnants :  $^{238}\text{U}$  ( $E^* \approx 7$  MeV),  $^{239}\text{Np}$  ( $E^* \approx 6$  MeV),  $^{240}\text{Pu}$  ( $E^* \approx 9$  MeV).

en nombre de neutrons. Le code prédit une variation significative du nombre de neutrons (post-scission) des fragments lourds avec le système fissionnant, tandis que le nombre de neutrons des fragments légers varie très peu.

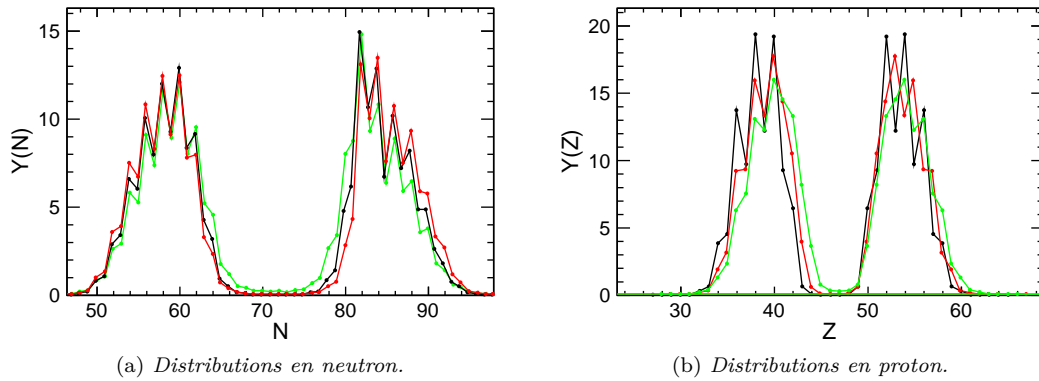


FIGURE 5.29 – Distributions en neutron (a) et en proton (b) de différents systèmes fissionnants :  $^{238}\text{U}$  ( $E^* \approx 7$  MeV) (en noir),  $^{239}\text{Np}$  ( $E^* \approx 6$  MeV) (en rouge),  $^{240}\text{Pu}$  ( $E^* \approx 9$  MeV) (en vert) prédit par le code GEF.

La gamme restreinte de système fissionnant que nous avons obtenus dans notre expérience ne nous permet pas de déterminer quelle est l'influence dominante entre les effets de structure proton et neutron. Les fragments lourds semblent en effet produits avec un nombre constant de protons et de neutrons,  $Z=53-54$  et  $N=84-85$ . Le nombre de neutrons 84-85, tout comme le nombre de protons 53-54, présente donc un effet stabilisateur dans la formation des fragments de fission lourds. La différence de seulement deux unités de masse entre le système fissionnant le plus lourd ( $^{240}\text{Pu}$ ) et le plus léger ( $^{238}\text{U}$ ) ne permet pas de déceler de décalage dans les distributions en neutron qui pourrait signaler une dominance des effets de structure proton.

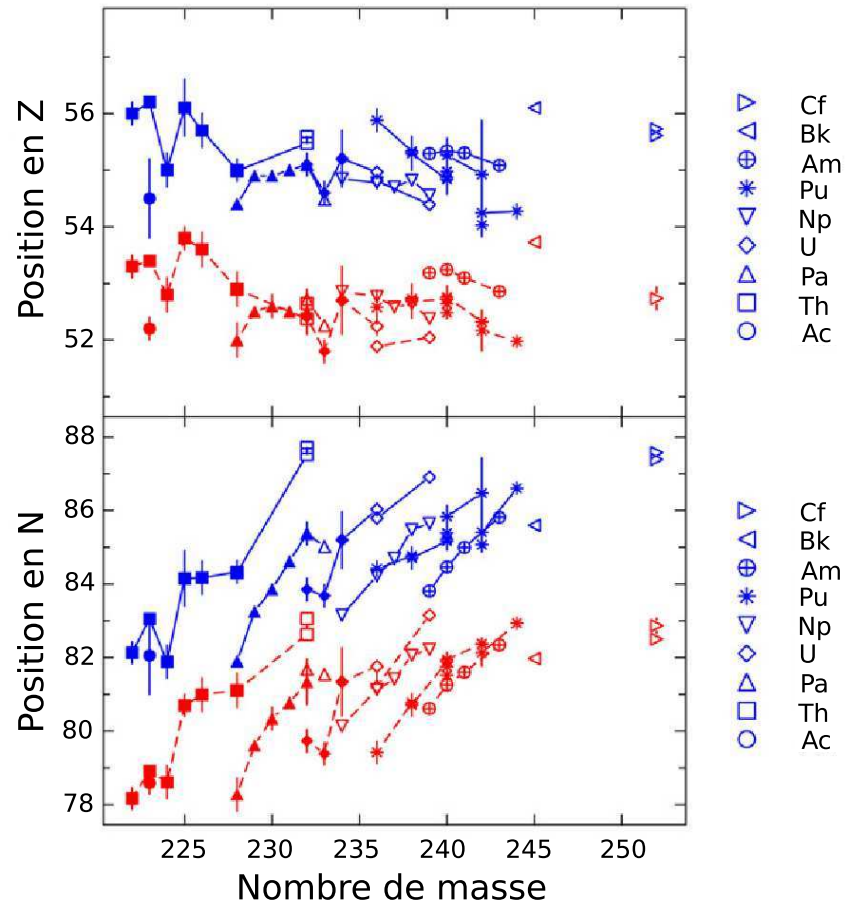


FIGURE 5.30 – Positions moyennes des différents modes de fission standard en fonction du nombre de proton (en haut) et de neutron (en bas) pour différents systèmes fissionnants. Le mode standard I est présenté en traits pleins bleus et le mode standard II en traits pointillés rouges. Issu de [Böckstiegel et al., 2008].



## Conclusions et perspectives

Ce document présente le travail effectué sur deux expériences réalisées au GANIL. Elles avaient pour but la mesure des rendements isotopiques issus de la fission de différents actinides plus lourds que l' $^{238}\text{U}$ . Ces actinides sont produits par réaction de transfert et de fusion avant de fissionner. Afin de mesurer les rendements isotopiques, une technique expérimentale innovante a été développée et utilisée. Elle repose sur l'emploi de la cinématique inverse combinée à l'utilisation d'un spectromètre ou d'un séparateur (VAMOS et LISE). Cette technique permet l'identification en masse et en numéro atomique pour l'ensemble des produits de fission, en particulier les lourds.

Dans le cas de l'expérience réalisée à l'aide du spectromètre VAMOS, un détecteur était placé à la cible. Son but était d'identifier le noyau de recul de la cible dans le cas d'une réaction de transfert permettant ainsi de déduire quel actinide a été formé. Les différentes voies de transfert proton qui se sont ouvertes ont ainsi permis la production de  $^{239}\text{Np}$ , de  $^{240,241}\text{Pu}$  dont les fissions ont pu être étudiées. Les réactions inélastiques entre la cible de carbone et le faisceau d'uranium nous ont également permis d'étudier la fission du  $^{238}\text{U}$ . Enfin, les réactions de fusion ont conduit à la formation de  $^{250}\text{Cf}$ .

L'utilisation de la cinématique bien définie de la fission ainsi qu'une connaissance approfondie de l'acceptance du spectromètre VAMOS nous ont permis de corriger les taux de production des différents isotopes et d'en extraire les rendements isotopiques. Au final, les distributions isotopiques du  $^{250}\text{Cf}$  ( $E^*=45$  MeV) et du  $^{240,241}\text{Pu}$  ( $E^*\approx 9$  MeV) ont été obtenues avec une statistique raisonnable. Les rendements isotopiques du  $^{239}\text{Np}$  et de l' $^{238}\text{U}$  ont également été obtenus avec cependant une statistique plus limitée.

Un bon accord a été observé dans la comparaison de nos rendements avec des mesures antérieures ce qui valide la méthode utilisée pour obtenir les rendements. Les distributions en numéro atomique des fragments lourds obtenues dans les différents systèmes fissionnants à basse énergie d'excitation sont centrées sur  $Z=54$ , indépendamment du système fissionnant et les fragments légers complètent la charge manquante vis-à-vis du système fissionnant. De même, la distribution en nombre de neutrons des produits de fission lourds est centrée sur  $N=82$  tandis que la valeur moyenne pour les fragments légers varie avec le système fissionnant. Cette observation n'est pas reproduite par les prédictions du code GEF.

Du fait de difficultés expérimentales, un nombre de systèmes fissionnants limité a pu être étudié. Il n'a donc pas été possible de proposer une explication claire sur le rôle des effets de couche proton et neutron dans la formation des fragments de fission à basse énergie d'excitation. L'évaporation de neutrons post-scission rajoute une difficulté pour déterminer le nombre de neutrons qui joue un rôle avant la scission. L'expérience qui a été refaite en juillet 2011 devrait améliorer ces deux problèmes. D'une part, le détecteur SPIDER a fonctionné correctement et a permis une identification isotopique d'un grand nombre de systèmes fissionnants du protactinium au curium ce qui fournira une meilleure systématique. D'autre part, un petit détecteur était placé de l'autre côté de VAMOS afin de détecter les

deux fragments de fission en coïncidence et ainsi pouvoir déduire le nombre de neutrons évaporés. L'expérience SOFIA, réalisée en 2012, devrait également apporter des informations sur cette problématique. Cette expérience, réalisée à GSI, vise à mesurer simultanément le numéro atomique, la masse et l'énergie cinétique des deux fragments de fission pour une quinzaine d'actinides plus légers que l'uranium.

L'étude de différents systèmes fissionnants sur une gamme en énergie dans le centre de masse relativement large (de quelques MeV à quelques centaines de MeV) nous offre une possibilité intéressante d'obtenir des informations sur le processus de fission. L'évolution des distributions isotopiques avec l'énergie dans le centre de masse a ainsi été étudiée au travers de deux quantités : l'excès de neutrons des produits de fission et la largeur des distributions isotopiques. L'étude de ces deux grandeurs nous a montré que la production de fragments riches en neutrons est un processus complexe où l'influence des voies d'entrée est déterminante. La présence de fission à basse énergie d'excitation a été en effet décelée dans les systèmes où l'énergie dans le centre de masse est supérieure à une centaine de MeV. Une augmentation significative de l'excès de neutrons autour de  $Z=54$  est visible dans ces systèmes. Cet effet n'a cependant pas été observé pour le système fissionnant à une énergie d'excitation modérée suggérant que le système n'a pas eu le temps de se refroidir significativement avant d'atteindre le point selle et que l'ensemble des neutrons sont évaporés après celui-ci. Ce scénario est cependant en contradiction avec le plateau observé dans les distributions en masse et en numéro atomique, que l'on explique par la contribution de fission à plus basse énergie d'excitation.

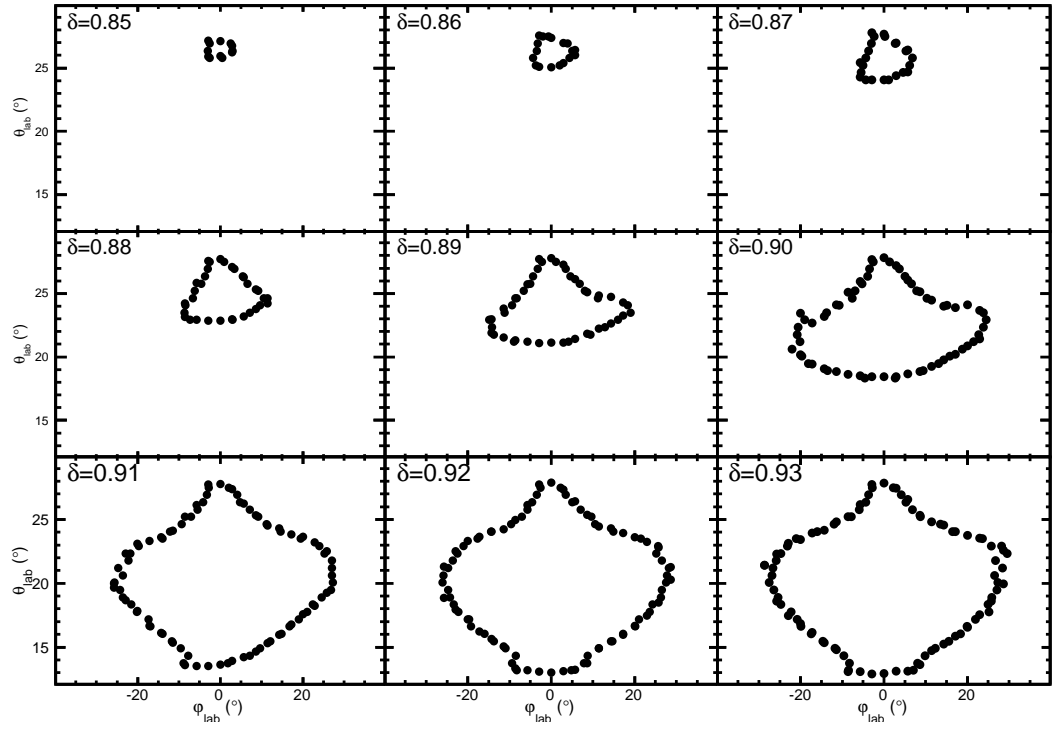
Les deux réactions à haute énergie  $U+C$  et  $U+Be$  montrent également des caractères assez différents malgré la similarité de leur voie d'entrée. Effectivement, les cibles ont des masses très voisines et l'énergie dans le centre de masse est du même ordre. Pourtant, les caractéristiques des fragments de fission montrent que dans un cas, on a formation d'un noyau composé unique, relaxant son énergie d'excitation par une longue chaîne d'évaporation. Dans l'autre cas, des effets de voies d'entrée (fusion incomplète, émission de particules de pré-équilibre) conduisent à la formation d'un ensemble de systèmes fissionnants.

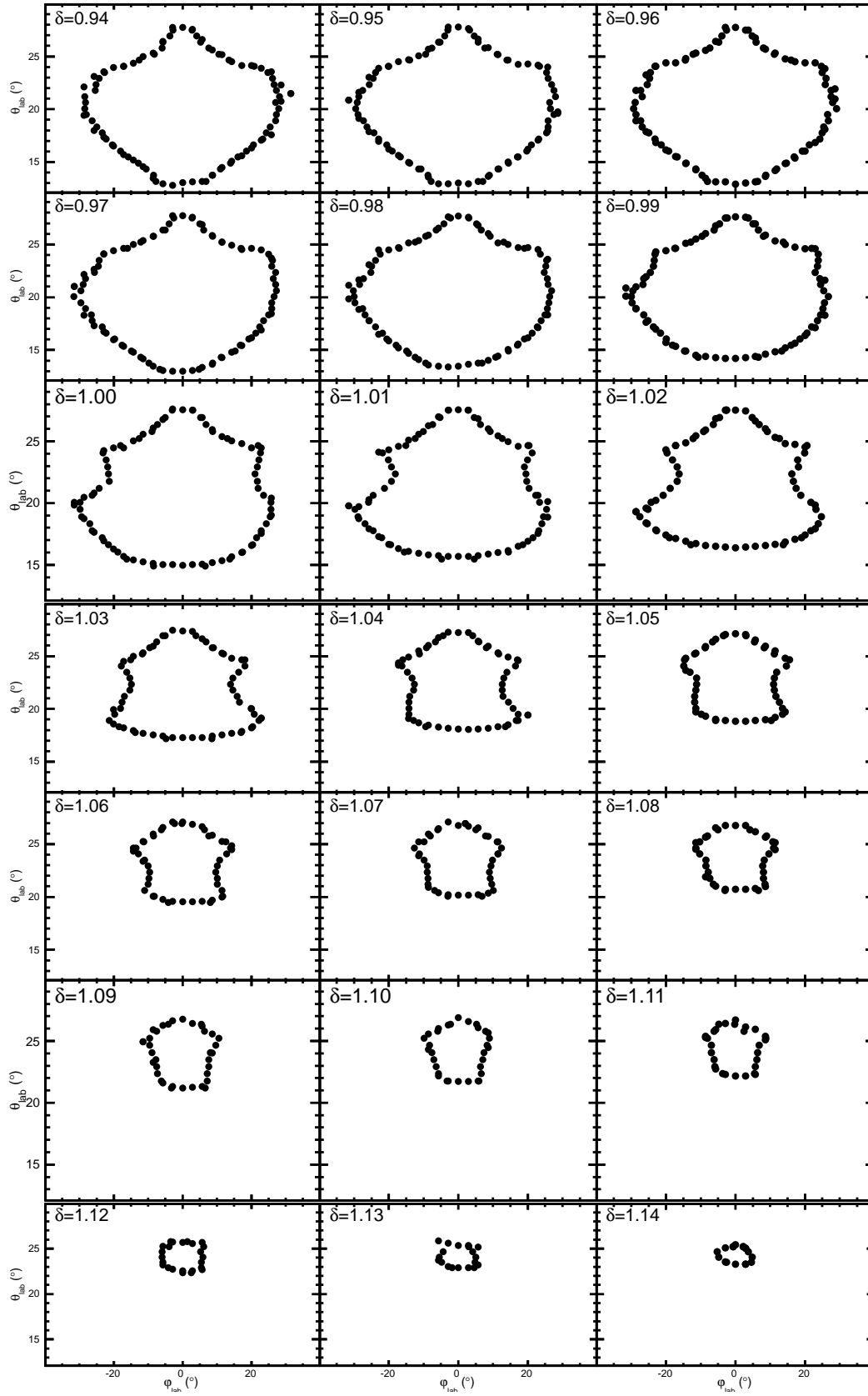
La reconstruction des vitesses des fragments de fission dans le référentiel du système fissionnant présente également un résultat surprenant. Conformément à la conservation de la quantité de mouvement, on observe bien une réduction de cette vitesse pour les fragments de fission les plus lourds. Cependant, cette vitesse est constante pour une chaîne isotopique donnée. Cela est en contradiction avec les prédictions du modèle proposé par Wilkins et couramment employé. Cette inconstance a été expliquée par la présence de nombreux systèmes fissionnants dans de précédentes mesures. Or, dans notre cas, la présence d'un système fissionnant unique nous a permis d'exclure cette hypothèse.

La très grande quantité de données obtenue à partir des deux expériences présentées dans cette thèse offre la possibilité d'étudier en profondeur différents aspects du processus de fission tels que les effets de structure, les échelles de temps mises en jeu dans le mécanisme de la fission, l'évaporation de neutrons, les distributions angulaires. Une reproduction de nos données par les modèles devrait permettre d'approfondir la compréhension des différents mécanismes mis en jeu. L'analyse de l'expérience qui a eu lieu en juillet 2011 devrait permettre de confirmer certains points présentés ici et d'en confirmer d'autres comme la présence d'une anisotropie dans les distributions angulaires.

## A Évolution de l'acceptance angulaire de VAMOS

Cette annexe présente l'évolution de l'acceptance angulaire avec la rigidité magnétique relative  $\delta$  du spectromètre VAMOS que nous avons mesurée lors de notre expérience.





## B Distributions en état de charge

La paramétrisation des distributions en état de charge proposée par Baron [Baron *et al.*, 1993] prédit des largeurs correctes. Concernant la valeur moyenne, celle-ci est parfois décalée d'une unité au maximum. Cette paramétrisation permet une relative bonne reproduction de nos données expérimentales (voir la section 3.4.2.5) une fois que la valeur moyenne de la distribution a été corrigée. La prise en compte de ce décalage permet d'estimer la distribution en état de charge sur l'ensemble de la gamme en numéro atomique  $Z$  et en énergie  $E$  que nous avons rencontré dans notre expérience, soient  $Z$  entre 30 et 60 et  $E$  compris entre 4 et 10 A MeV. Le tableau B.1 présente les différentes valeurs de décalage  $\bar{q}_{\text{offset}}$  pour différents numéros atomiques que nous avons estimées à partir des distributions angulaires des différents états de charge pour les isotopes les plus produits.

$Z$	$\bar{q}_{\text{offset}}$
33	-1,1
34	-1,1
36	-1,1
38	-1,1
40	-0,55
41	-0,55
42	-0,55
44	-0,275
46	-0,55
48	-1,1
50	-0,825
53	-1,375
55	-1,1
57	-1,375

Tableau B.1 – *Estimation du décalage entre l'état de charge moyen prédit par Baron [Baron et al., 1993] et l'état de charge moyen réel estimé à partir de distributions angulaires.*





## C Rendements isotopiques relatifs

### C.1 Rendements isotopiques du $^{250}\text{Cf}$ à $E^*=45$ MeV

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
30	73	0,008	0,001	33	77	0,015	0,001
30	74	0,016	0,001	33	78	0,034	0,001
30	75	0,009	0,001	33	79	0,055	0,001
30	76	0,010	0,001	33	80	0,098	0,002
30	77	0,006	0,001	33	81	0,102	0,002
31	73	0,011	0,001	33	82	0,089	0,002
31	74	0,016	0,001	33	83	0,064	0,001
31	75	0,029	0,001	33	84	0,033	0,001
31	76	0,039	0,001	33	85	0,024	0,001
31	77	0,029	0,001	33	86	0,011	0,001
31	78	0,029	0,001	33	87	0,005	0,000
31	79	0,019	0,001	34	78	0,007	0,001
31	80	0,009	0,001	34	79	0,022	0,001
32	74	0,007	0,001	34	80	0,036	0,001
32	75	0,017	0,001	34	81	0,085	0,002
32	76	0,034	0,001	34	82	0,143	0,002
32	77	0,058	0,002	34	83	0,175	0,002
32	78	0,065	0,002	34	84	0,149	0,002
32	79	0,068	0,002	34	85	0,108	0,002
32	80	0,050	0,001	34	86	0,075	0,001
32	81	0,038	0,001	34	87	0,045	0,001
32	82	0,019	0,001	34	88	0,024	0,001
32	83	0,009	0,001	34	89	0,011	0,001
32	84	0,006	0,001	34	90	0,007	0,001
33	76	0,009	0,001	35	79	0,004	0,000

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
35	80	0,008	0,001	37	88	0,174	0,002
35	81	0,016	0,001	37	89	0,297	0,002
35	82	0,037	0,001	37	90	0,374	0,003
35	83	0,072	0,001	37	91	0,417	0,003
35	84	0,165	0,002	37	92	0,306	0,002
35	85	0,239	0,002	37	93	0,233	0,002
35	86	0,214	0,002	37	94	0,137	0,002
35	87	0,183	0,002	37	95	0,084	0,001
35	88	0,117	0,002	37	96	0,046	0,001
35	89	0,083	0,001	37	97	0,028	0,001
35	90	0,038	0,001	37	98	0,015	0,001
35	91	0,026	0,001	37	99	0,008	0,001
35	92	0,015	0,001	38	86	0,012	0,001
35	93	0,006	0,001	38	87	0,024	0,001
36	81	0,004	0,000	38	88	0,044	0,001
36	82	0,010	0,001	38	89	0,096	0,002
36	83	0,017	0,001	38	90	0,191	0,002
36	84	0,036	0,001	38	91	0,321	0,002
36	85	0,101	0,002	38	92	0,485	0,003
36	86	0,160	0,002	38	93	0,566	0,003
36	87	0,258	0,002	38	94	0,542	0,003
36	88	0,333	0,003	38	95	0,410	0,003
36	89	0,222	0,002	38	96	0,280	0,002
36	90	0,207	0,002	38	97	0,164	0,002
36	91	0,128	0,002	38	98	0,092	0,001
36	92	0,082	0,001	38	99	0,058	0,001
36	93	0,041	0,001	38	100	0,034	0,001
36	94	0,023	0,001	38	101	0,016	0,001
36	95	0,014	0,001	38	102	0,006	0,001
36	96	0,006	0,001	39	88	0,013	0,001
37	83	0,007	0,001	39	89	0,018	0,001
37	84	0,011	0,001	39	90	0,036	0,001
37	85	0,021	0,001	39	91	0,071	0,001
37	86	0,047	0,001	39	92	0,148	0,002
37	87	0,102	0,002	39	93	0,292	0,002

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
39	94	0,483	0,003	41	98	0,461	0,003
39	95	0,661	0,003	41	99	0,785	0,004
39	96	0,664	0,003	41	100	0,952	0,004
39	97	0,596	0,003	41	101	1,166	0,004
39	98	0,420	0,003	41	102	0,997	0,004
39	99	0,280	0,002	41	103	0,733	0,003
39	100	0,159	0,002	41	104	0,402	0,003
39	101	0,095	0,002	41	105	0,242	0,002
39	102	0,050	0,001	41	106	0,139	0,002
39	103	0,024	0,001	41	107	0,072	0,001
39	104	0,014	0,001	41	108	0,040	0,001
39	105	0,005	0,000	41	109	0,019	0,001
40	90	0,010	0,001	41	110	0,006	0,000
40	91	0,021	0,001	42	95	0,018	0,001
40	92	0,032	0,001	42	96	0,029	0,001
40	93	0,062	0,001	42	97	0,053	0,001
40	94	0,140	0,002	42	98	0,095	0,002
40	95	0,282	0,002	42	99	0,224	0,002
40	96	0,500	0,003	42	100	0,459	0,003
40	97	0,742	0,004	42	101	0,643	0,004
40	98	0,908	0,004	42	102	1,175	0,005
40	99	0,790	0,004	42	103	1,327	0,005
40	100	0,707	0,003	42	104	1,277	0,005
40	101	0,435	0,003	42	105	0,897	0,004
40	102	0,268	0,002	42	106	0,579	0,003
40	103	0,148	0,002	42	107	0,326	0,003
40	104	0,081	0,001	42	108	0,192	0,002
40	105	0,049	0,001	42	109	0,114	0,002
40	106	0,023	0,001	42	110	0,053	0,001
40	107	0,014	0,001	42	111	0,029	0,001
41	93	0,019	0,001	42	112	0,011	0,001
41	94	0,034	0,001	42	113	0,006	0,001
41	95	0,062	0,001	43	97	0,021	0,001
41	96	0,114	0,002	43	98	0,030	0,001
41	97	0,241	0,002	43	99	0,053	0,001

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
43	100	0,088	0,002	45	102	0,024	0,001
43	101	0,170	0,002	45	103	0,039	0,001
43	102	0,353	0,003	45	104	0,067	0,001
43	103	0,684	0,004	45	105	0,121	0,002
43	104	1,085	0,005	45	106	0,233	0,002
43	105	1,414	0,005	45	107	0,467	0,003
43	106	1,410	0,005	45	108	0,802	0,004
43	107	1,172	0,004	45	109	1,240	0,005
43	108	0,771	0,004	45	110	1,480	0,005
43	109	0,515	0,003	45	111	1,564	0,005
43	110	0,271	0,002	45	112	1,173	0,005
43	111	0,162	0,002	45	113	0,853	0,004
43	112	0,098	0,002	45	114	0,508	0,003
43	113	0,044	0,001	45	115	0,294	0,003
43	114	0,017	0,001	45	116	0,163	0,002
43	115	0,007	0,001	45	117	0,084	0,002
44	100	0,027	0,001	45	118	0,044	0,001
44	101	0,047	0,001	45	119	0,022	0,001
44	102	0,080	0,002	45	120	0,011	0,001
44	103	0,173	0,002	46	104	0,023	0,001
44	104	0,354	0,003	46	105	0,037	0,001
44	105	0,555	0,003	46	106	0,065	0,001
44	106	1,118	0,005	46	107	0,116	0,002
44	107	1,448	0,005	46	108	0,217	0,002
44	108	1,658	0,005	46	109	0,410	0,003
44	109	1,443	0,005	46	110	0,756	0,004
44	110	1,109	0,004	46	111	1,162	0,005
44	111	0,707	0,004	46	112	1,587	0,005
44	112	0,414	0,003	46	113	1,609	0,005
44	113	0,244	0,002	46	114	1,529	0,005
44	114	0,127	0,002	46	115	1,141	0,005
44	115	0,061	0,001	46	116	0,776	0,004
44	116	0,034	0,001	46	117	0,464	0,003
44	117	0,014	0,001	46	118	0,259	0,002
44	118	0,006	0,001	46	119	0,132	0,002

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
46	120	0,068	0,001	48	121	0,806	0,004
46	121	0,034	0,001	48	122	0,471	0,003
46	122	0,015	0,001	48	123	0,264	0,002
47	107	0,029	0,001	48	124	0,137	0,002
47	108	0,048	0,001	48	125	0,070	0,001
47	109	0,086	0,002	48	126	0,035	0,001
47	110	0,163	0,002	48	127	0,017	0,001
47	111	0,289	0,003	49	112	0,033	0,001
47	112	0,549	0,004	49	113	0,058	0,001
47	113	0,897	0,004	49	114	0,104	0,002
47	114	1,270	0,005	49	115	0,184	0,002
47	115	1,639	0,006	49	116	0,326	0,003
47	116	1,627	0,005	49	117	0,576	0,004
47	117	1,413	0,005	49	118	0,949	0,005
47	118	0,993	0,004	49	119	1,309	0,005
47	119	0,639	0,003	49	120	1,640	0,006
47	120	0,370	0,003	49	121	1,670	0,006
47	121	0,196	0,002	49	122	1,406	0,005
47	122	0,100	0,001	49	123	1,078	0,005
47	123	0,052	0,001	49	124	0,691	0,004
47	124	0,027	0,001	49	125	0,392	0,003
47	125	0,013	0,001	49	126	0,208	0,002
47	126	0,006	0,000	49	127	0,111	0,002
48	109	0,024	0,001	49	128	0,055	0,001
48	110	0,037	0,001	49	129	0,032	0,001
48	111	0,062	0,001	49	130	0,017	0,001
48	112	0,117	0,002	49	131	0,010	0,001
48	113	0,223	0,002	50	114	0,027	0,001
48	114	0,390	0,003	50	115	0,044	0,001
48	115	0,684	0,004	50	116	0,072	0,002
48	116	1,076	0,005	50	117	0,136	0,002
48	117	1,450	0,005	50	118	0,241	0,003
48	118	1,628	0,006	50	119	0,420	0,003
48	119	1,447	0,005	50	120	0,728	0,004
48	120	1,152	0,005	50	121	1,094	0,005

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
50	122	1,493	0,006	52	121	0,085	0,002
50	123	1,662	0,006	52	122	0,141	0,002
50	124	1,530	0,006	52	123	0,266	0,003
50	125	1,232	0,005	52	124	0,434	0,004
50	126	0,847	0,004	52	125	0,695	0,004
50	127	0,552	0,003	52	126	1,079	0,005
50	128	0,320	0,002	52	127	1,423	0,006
50	129	0,178	0,002	52	128	1,518	0,006
50	130	0,106	0,001	52	129	1,510	0,006
50	131	0,062	0,001	52	130	1,164	0,005
50	132	0,038	0,001	52	131	0,837	0,004
50	133	0,021	0,001	52	132	0,533	0,003
51	116	0,023	0,001	52	133	0,327	0,002
51	117	0,034	0,001	52	134	0,202	0,002
51	118	0,061	0,002	52	135	0,112	0,001
51	119	0,099	0,002	52	136	0,061	0,001
51	120	0,179	0,002	52	137	0,037	0,001
51	121	0,302	0,003	52	138	0,020	0,001
51	122	0,513	0,004	53	122	0,036	0,001
51	123	0,843	0,005	53	123	0,065	0,002
51	124	1,188	0,005	53	124	0,124	0,002
51	125	1,479	0,006	53	125	0,220	0,003
51	126	1,485	0,006	53	126	0,384	0,004
51	127	1,341	0,005	53	127	0,606	0,004
51	128	0,969	0,004	53	128	0,844	0,005
51	129	0,656	0,004	53	129	1,326	0,006
51	130	0,387	0,003	53	130	1,533	0,006
51	131	0,238	0,002	53	131	1,623	0,006
51	132	0,140	0,002	53	132	1,382	0,006
51	133	0,090	0,001	53	133	1,062	0,005
51	134	0,048	0,001	53	134	0,729	0,004
51	135	0,027	0,001	53	135	0,457	0,003
52	118	0,020	0,001	53	136	0,250	0,002
52	119	0,032	0,001	53	137	0,151	0,002
52	120	0,044	0,001	53	138	0,083	0,001

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
53	139	0,045	0,001	55	137	1,236	0,006
53	140	0,025	0,001	55	138	0,829	0,005
53	141	0,013	0,001	55	139	0,542	0,004
54	123	0,020	0,001	55	140	0,349	0,003
54	124	0,033	0,001	55	141	0,217	0,002
54	125	0,047	0,002	55	142	0,117	0,002
54	126	0,084	0,002	55	143	0,068	0,001
54	127	0,146	0,002	55	144	0,037	0,001
54	128	0,243	0,003	55	145	0,018	0,001
54	129	0,426	0,004	55	146	0,009	0,001
54	130	0,686	0,005	56	130	0,040	0,002
54	131	1,018	0,005	56	131	0,072	0,002
54	132	1,342	0,006	56	132	0,131	0,003
54	133	1,541	0,006	56	133	0,219	0,003
54	134	1,434	0,006	56	134	0,369	0,004
54	135	1,197	0,005	56	135	0,574	0,005
54	136	0,837	0,004	56	136	0,838	0,005
54	137	0,534	0,004	56	137	1,107	0,006
54	138	0,307	0,003	56	138	1,231	0,006
54	139	0,175	0,002	56	139	1,113	0,006
54	140	0,107	0,002	56	140	0,857	0,005
54	141	0,056	0,001	56	141	0,561	0,004
54	142	0,030	0,001	56	142	0,418	0,004
54	143	0,016	0,001	56	143	0,235	0,003
55	126	0,020	0,001	56	144	0,132	0,002
55	127	0,033	0,001	56	145	0,071	0,001
55	128	0,054	0,002	56	146	0,041	0,001
55	129	0,101	0,002	56	147	0,021	0,001
55	130	0,198	0,003	56	148	0,010	0,001
55	131	0,320	0,004	57	131	0,019	0,001
55	132	0,464	0,004	57	132	0,030	0,001
55	133	0,792	0,005	57	133	0,052	0,002
55	134	1,057	0,006	57	134	0,097	0,002
55	135	1,359	0,006	57	135	0,181	0,003
55	136	1,389	0,006	57	136	0,283	0,004



Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
57	137	0,429	0,004	59	139	0,057	0,002
57	138	0,678	0,005	59	140	0,110	0,003
57	139	0,883	0,006	59	141	0,200	0,004
57	140	0,965	0,006	59	142	0,237	0,004
57	141	1,022	0,006	59	143	0,367	0,005
57	142	0,888	0,005	59	144	0,493	0,005
57	143	0,654	0,005	59	145	0,649	0,006
57	144	0,479	0,004	59	146	0,638	0,006
57	145	0,304	0,003	59	147	0,606	0,005
57	146	0,165	0,002	59	148	0,410	0,004
57	147	0,090	0,002	59	149	0,281	0,004
57	148	0,049	0,001	59	150	0,195	0,003
57	149	0,024	0,001	59	151	0,108	0,002
57	150	0,010	0,001	59	152	0,052	0,002
58	134	0,018	0,001	59	153	0,021	0,001
58	135	0,033	0,002	60	139	0,011	0,001
58	136	0,057	0,002	60	140	0,023	0,002
58	137	0,117	0,003	60	141	0,038	0,002
58	138	0,192	0,004	60	142	0,070	0,003
58	139	0,285	0,004	60	143	0,116	0,003
58	140	0,429	0,005	60	144	0,168	0,003
58	141	0,671	0,006	60	145	0,289	0,005
58	142	0,785	0,006	60	146	0,422	0,005
58	143	0,705	0,005	60	147	0,491	0,006
58	144	0,914	0,006	60	148	0,567	0,006
58	145	0,690	0,005	60	149	0,520	0,006
58	146	0,524	0,005	60	150	0,452	0,005
58	147	0,332	0,004	60	151	0,329	0,005
58	148	0,199	0,003	60	152	0,198	0,004
58	149	0,101	0,002	60	153	0,109	0,003
58	150	0,057	0,002	60	154	0,059	0,002
58	151	0,025	0,001	60	155	0,025	0,001
58	152	0,013	0,001	60	156	0,010	0,001
59	137	0,016	0,001	61	142	0,010	0,001
59	138	0,035	0,002	61	143	0,022	0,002

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
61	144	0,034	0,002	63	153	0,167	0,004
61	145	0,068	0,003	63	154	0,186	0,004
61	146	0,108	0,003	63	155	0,164	0,004
61	147	0,166	0,004	63	156	0,121	0,004
61	148	0,217	0,004	63	157	0,087	0,003
61	149	0,307	0,005	63	158	0,050	0,002
61	150	0,336	0,005	63	159	0,027	0,002
61	151	0,356	0,005	63	160	0,013	0,001
61	152	0,312	0,005	64	151	0,017	0,002
61	153	0,223	0,004	64	152	0,024	0,002
61	154	0,142	0,003	64	153	0,033	0,002
61	155	0,086	0,003	64	154	0,042	0,002
61	156	0,039	0,002	64	155	0,044	0,002
61	157	0,024	0,002	64	156	0,035	0,002
61	158	0,009	0,001	64	157	0,031	0,002
62	144	0,007	0,001	64	158	0,022	0,002
62	145	0,014	0,001	64	159	0,012	0,001
62	146	0,027	0,002				
62	147	0,053	0,003				
62	148	0,074	0,003				
62	149	0,113	0,003				
62	150	0,174	0,004				
62	151	0,235	0,005				
62	152	0,249	0,005				
62	153	0,237	0,005				
62	154	0,193	0,004				
62	155	0,149	0,004				
62	156	0,090	0,003				
62	157	0,055	0,002				
62	158	0,027	0,002				
62	159	0,013	0,001				
63	149	0,035	0,002				
63	150	0,065	0,003				
63	151	0,085	0,003				
63	152	0,140	0,004				

Tableau C.1 – Rendements isotopiques relatifs et leur erreur associée du  $^{250}\text{Cf}$ . L'erreur systématique de 10,5% doit également être considérée.

## C.2 Rendements isotopiques du $^{240,241}\text{Pu}$ à $E^* \approx 9$ MeV

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
34	82	0,043	0,022	37	96	0,406	0,080
34	83	0,158	0,038	37	97	0,076	0,029
34	84	0,265	0,053	38	90	0,087	0,022
34	85	0,437	0,080	38	91	0,279	0,047
34	86	0,328	0,063	38	92	1,031	0,095
34	87	0,372	0,085	38	93	1,823	0,122
34	88	0,055	0,027	38	94	2,575	0,142
35	84	0,072	0,042	38	95	2,183	0,128
35	85	0,231	0,050	38	96	1,883	0,124
35	86	0,498	0,081	38	97	1,182	0,103
35	87	0,450	0,061	38	98	0,613	0,077
35	88	0,484	0,066	38	99	0,478	0,092
35	89	0,531	0,079	38	100	0,240	0,051
35	90	0,248	0,059	38	101	0,081	0,041
35	91	0,112	0,037	39	91	0,032	0,013
35	92	0,057	0,026	39	92	0,079	0,024
36	85	0,069	0,031	39	93	0,266	0,052
36	86	0,174	0,050	39	94	0,743	0,082
36	87	0,379	0,063	39	95	1,442	0,107
36	88	0,522	0,067	39	96	2,182	0,131
36	89	1,029	0,097	39	97	2,562	0,132
36	90	1,127	0,097	39	98	2,402	0,137
36	91	0,628	0,074	39	99	1,778	0,121
36	92	0,490	0,073	39	100	1,047	0,105
36	93	0,194	0,054	39	101	0,461	0,065
36	94	0,071	0,027	39	102	0,257	0,062
37	87	0,049	0,018	39	103	0,166	0,046
37	88	0,104	0,026	40	94	0,071	0,021
37	89	0,365	0,061	40	95	0,155	0,037
37	90	0,713	0,082	40	96	0,551	0,068
37	91	1,356	0,108	40	97	1,260	0,099
37	92	1,450	0,114	40	98	2,528	0,136
37	93	1,329	0,104	40	99	2,991	0,147
37	94	0,935	0,100	40	100	3,715	0,163
37	95	0,491	0,066	40	101	2,689	0,153

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
40	102	1,731	0,121	43	104	1,082	0,101
40	103	0,977	0,098	43	105	1,888	0,130
40	104	0,533	0,077	43	106	1,884	0,125
40	105	0,248	0,054	43	107	2,082	0,134
41	97	0,138	0,033	43	108	1,296	0,105
41	98	0,357	0,056	43	109	0,709	0,077
41	99	0,932	0,087	43	110	0,311	0,058
41	100	1,759	0,121	43	111	0,082	0,019
41	101	2,806	0,139	43	112	0,042	0,021
41	102	3,055	0,143	44	104	0,053	0,022
41	103	3,027	0,147	44	105	0,255	0,050
41	104	2,033	0,138	44	106	0,490	0,064
41	105	1,115	0,104	44	107	0,826	0,081
41	106	0,594	0,081	44	108	1,039	0,090
41	107	0,183	0,042	44	109	1,156	0,109
41	108	0,113	0,038	44	110	0,913	0,100
41	109	0,048	0,028	44	111	0,511	0,080
42	98	0,033	0,013	44	112	0,263	0,055
42	99	0,163	0,049	44	113	0,132	0,040
42	100	0,352	0,062	44	114	0,036	0,025
42	101	0,689	0,077	45	107	0,053	0,022
42	102	1,779	0,117	45	108	0,130	0,036
42	103	2,382	0,132	45	109	0,170	0,042
42	104	3,281	0,147	45	110	0,229	0,048
42	105	3,098	0,149	45	111	0,246	0,050
42	106	2,078	0,126	45	112	0,220	0,045
42	107	0,998	0,089	45	113	0,186	0,045
42	108	0,483	0,063	45	114	0,114	0,038
42	109	0,401	0,076	46	110	0,111	0,056
42	110	0,233	0,058	46	111	0,103	0,039
42	111	0,066	0,029	46	112	0,156	0,045
43	100	0,025	0,011	46	113	0,125	0,038
43	101	0,094	0,033	46	114	0,114	0,034
43	102	0,235	0,045	46	115	0,114	0,032
43	103	0,351	0,059	46	116	0,076	0,027

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
46	117	0,046	0,023	50	133	0,120	0,028
47	114	0,037	0,015	51	125	0,108	0,034
47	115	0,154	0,046	51	126	0,197	0,039
47	116	0,069	0,031	51	127	0,238	0,045
47	117	0,077	0,021	51	128	0,480	0,076
47	118	0,091	0,027	51	129	0,986	0,101
47	119	0,017	0,010	51	130	1,112	0,103
48	117	0,062	0,028	51	131	1,446	0,117
48	119	0,106	0,035	51	132	1,106	0,099
48	120	0,082	0,027	51	133	1,011	0,102
48	121	0,047	0,018	51	134	0,433	0,063
48	122	0,082	0,026	51	135	0,193	0,039
49	119	0,035	0,017	51	136	0,061	0,017
49	120	0,039	0,016	51	137	0,036	0,018
49	121	0,070	0,022	52	129	0,398	0,060
49	122	0,035	0,014	52	130	0,970	0,102
49	123	0,098	0,028	52	131	1,546	0,125
49	124	0,089	0,030	52	132	2,402	0,154
49	125	0,124	0,033	52	133	2,698	0,163
49	126	0,144	0,040	52	134	2,168	0,144
49	127	0,137	0,046	52	135	1,001	0,096
49	128	0,098	0,030	52	136	0,488	0,068
49	129	0,129	0,039	52	137	0,474	0,079
49	130	0,074	0,025	52	138	0,070	0,018
50	122	0,046	0,027	52	139	0,024	0,012
50	123	0,063	0,026	53	127	0,040	0,016
50	124	0,198	0,047	53	128	0,079	0,046
50	125	0,218	0,047	53	129	0,167	0,045
50	126	0,409	0,073	53	130	0,283	0,057
50	127	0,442	0,064	53	131	0,893	0,113
50	128	0,558	0,073	53	132	1,371	0,114
50	129	0,676	0,084	53	133	1,709	0,129
50	130	0,612	0,076	53	134	2,723	0,165
50	131	0,569	0,072	53	135	3,061	0,175
50	132	0,388	0,062	53	136	1,962	0,141

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
53	137	1,316	0,110	56	135	0,062	0,028
53	138	0,816	0,085	56	136	0,189	0,060
53	139	0,402	0,060	56	137	0,442	0,094
53	140	0,086	0,024	56	138	0,676	0,114
53	141	0,049	0,016	56	139	0,942	0,126
54	130	0,112	0,037	56	140	1,465	0,153
54	131	0,192	0,061	56	141	1,230	0,133
54	132	0,370	0,096	56	142	1,832	0,167
54	133	0,769	0,111	56	143	1,389	0,140
54	134	1,082	0,121	56	144	0,826	0,112
54	135	2,012	0,165	56	145	0,329	0,058
54	136	2,609	0,175	56	146	0,324	0,074
54	137	3,140	0,200	56	147	0,078	0,032
54	138	2,185	0,154	57	138	0,123	0,046
54	139	1,488	0,124	57	139	0,191	0,064
54	140	0,885	0,094	57	140	0,399	0,089
54	141	0,339	0,058	57	141	0,409	0,084
54	142	0,184	0,053	57	142	0,617	0,101
54	143	0,095	0,034	57	143	1,082	0,134
54	144	0,015	0,006	57	144	1,572	0,173
55	133	0,078	0,032	57	145	1,106	0,138
55	134	0,209	0,054	57	146	0,568	0,095
55	135	0,355	0,070	57	147	0,412	0,082
55	136	0,532	0,081	57	148	0,108	0,034
55	137	1,498	0,146	57	149	0,042	0,017
55	138	1,391	0,120	58	142	0,119	0,053
55	139	1,760	0,150	58	143	0,274	0,112
55	140	1,639	0,146	58	144	0,591	0,126
55	141	1,709	0,146	58	145	0,364	0,076
55	142	1,121	0,125	58	146	0,395	0,084
55	143	0,647	0,106	58	147	0,312	0,062
55	144	0,352	0,069	58	148	0,363	0,081
55	145	0,129	0,041	58	149	0,305	0,102
55	146	0,097	0,049	58	150	0,347	0,096
56	134	0,033	0,019	58	151	0,235	0,118

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
58	152	0,075	0,043				
59	145	0,058	0,033				
59	146	0,118	0,045				
59	147	0,301	0,075				
59	148	0,261	0,073				
59	149	0,300	0,090				
59	150	0,078	0,028				
59	151	0,130	0,058				
59	152	0,093	0,046				
60	148	0,092	0,053				
60	149	0,134	0,051				
60	150	0,200	0,063				
60	151	0,333	0,096				
60	152	0,124	0,051				
60	153	0,173	0,070				
60	154	0,027	0,016				
61	150	0,087	0,044				
61	153	0,024	0,017				
62	155	0,085	0,060				

Tableau C.2 – Rendements isotopiques relatifs et leur erreur associée du  $^{240,241}\text{Pu}$ . L'erreur systématique de 10,5% doit également être considérée.

### C.3 Rendements isotopiques du système $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$ à $E_{\text{CM}} \approx 240 \text{ MeV}$

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$
31	70	0,028	0,029	34	85	0,026	0,031
31	71	0,056	0,021	35	79	0,110	0,015
31	72	0,069	0,019	35	80	0,190	0,011
31	73	0,088	0,017	35	81	0,268	0,010
31	74	0,076	0,018	35	82	0,335	0,008
31	75	0,048	0,023	35	83	0,374	0,008
31	76	0,023	0,033	35	84	0,275	0,009
32	72	0,035	0,026	35	85	0,176	0,012
32	73	0,060	0,020	35	86	0,100	0,016
32	74	0,103	0,015	35	87	0,046	0,023
32	75	0,122	0,014	35	88	0,024	0,032
32	76	0,108	0,015	36	81	0,123	0,014
32	77	0,073	0,018	36	82	0,202	0,011
32	78	0,049	0,022	36	83	0,338	0,009
32	79	0,024	0,032	36	84	0,419	0,008
33	73	0,022	0,033	36	85	0,477	0,007
33	74	0,039	0,025	36	86	0,406	0,008
33	75	0,094	0,016	36	87	0,323	0,009
33	76	0,129	0,014	36	88	0,199	0,011
33	77	0,166	0,012	36	89	0,115	0,015
33	78	0,173	0,012	36	90	0,055	0,021
33	79	0,138	0,013	36	91	0,019	0,035
33	80	0,096	0,016	37	83	0,111	0,015
33	81	0,046	0,023	37	84	0,225	0,010
33	82	0,021	0,035	37	85	0,348	0,008
34	75	0,020	0,035	37	86	0,505	0,007
34	76	0,041	0,024	37	87	0,604	0,006
34	77	0,086	0,017	37	88	0,573	0,006
34	78	0,141	0,013	37	89	0,493	0,007
34	79	0,212	0,011	37	90	0,372	0,008
34	80	0,242	0,010	37	91	0,202	0,011
34	81	0,228	0,010	37	92	0,098	0,016
34	82	0,169	0,012	37	93	0,052	0,022
34	83	0,083	0,017	37	94	0,025	0,031
34	84	0,042	0,024	38	86	0,221	0,011



Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
38	87	0,381	0,008	40	101	0,088	0,017
38	88	0,547	0,007	40	102	0,036	0,026
38	89	0,708	0,006	40	103	0,019	0,036
38	90	0,762	0,006	41	93	0,330	0,009
38	91	0,707	0,006	41	94	0,494	0,007
38	92	0,529	0,007	41	95	0,763	0,006
38	93	0,348	0,008	41	96	0,979	0,005
38	94	0,197	0,011	41	97	1,172	0,005
38	95	0,112	0,015	41	98	1,177	0,005
38	96	0,065	0,019	41	99	0,992	0,005
38	97	0,022	0,033	41	100	0,826	0,005
39	88	0,226	0,010	41	101	0,501	0,007
39	89	0,401	0,008	41	102	0,275	0,009
39	90	0,562	0,007	41	103	0,133	0,014
39	91	0,768	0,006	41	104	0,072	0,018
39	92	0,823	0,005	41	105	0,035	0,026
39	93	0,855	0,005	41	106	0,020	0,034
39	94	0,731	0,006	42	95	0,251	0,010
39	95	0,529	0,007	42	96	0,439	0,007
39	96	0,316	0,009	42	97	0,675	0,006
39	97	0,188	0,011	42	98	0,940	0,005
39	98	0,098	0,016	42	99	1,212	0,004
39	99	0,043	0,024	42	100	1,345	0,004
39	100	0,022	0,033	42	101	1,127	0,005
40	90	0,209	0,011	42	102	0,963	0,005
40	91	0,351	0,008	42	103	0,723	0,006
40	92	0,531	0,007	42	104	0,417	0,008
40	93	0,745	0,006	42	105	0,215	0,011
40	94	0,968	0,005	42	106	0,114	0,015
40	95	1,014	0,005	42	107	0,067	0,019
40	96	0,962	0,005	42	108	0,024	0,032
40	97	0,817	0,005	43	97	0,236	0,010
40	98	0,519	0,007	43	98	0,377	0,008
40	99	0,323	0,009	43	99	0,636	0,006
40	100	0,159	0,012	43	100	0,883	0,005

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
43	101	1,133	0,005	45	111	0,734	0,006
43	102	1,292	0,004	45	112	0,431	0,008
43	103	1,355	0,004	45	113	0,259	0,010
43	104	1,269	0,004	45	114	0,142	0,013
43	105	0,965	0,005	45	115	0,082	0,017
43	106	0,625	0,006	45	116	0,042	0,024
43	107	0,387	0,008	45	117	0,025	0,032
43	108	0,196	0,011	46	104	0,222	0,011
43	109	0,118	0,014	46	105	0,387	0,008
43	110	0,055	0,021	46	106	0,597	0,006
43	111	0,028	0,029	46	107	0,887	0,005
44	100	0,360	0,008	46	108	1,172	0,005
44	101	0,558	0,007	46	109	1,423	0,004
44	102	0,810	0,006	46	110	1,562	0,004
44	103	1,133	0,005	46	111	1,561	0,004
44	104	1,393	0,004	46	112	1,251	0,004
44	105	1,303	0,004	46	113	0,976	0,005
44	106	1,485	0,004	46	114	0,612	0,006
44	107	1,181	0,005	46	115	0,403	0,008
44	108	0,842	0,005	46	116	0,226	0,010
44	109	0,580	0,007	46	117	0,139	0,013
44	110	0,264	0,010	46	118	0,067	0,019
44	111	0,170	0,012	46	119	0,035	0,027
44	112	0,066	0,019	46	120	0,023	0,033
44	113	0,043	0,024	47	107	0,310	0,009
44	114	0,026	0,031	47	108	0,506	0,007
45	102	0,273	0,010	47	109	0,727	0,006
45	103	0,477	0,007	47	110	0,889	0,005
45	104	0,678	0,006	47	111	1,170	0,005
45	105	0,946	0,005	47	112	1,324	0,004
45	106	1,208	0,005	47	113	1,494	0,004
45	107	1,495	0,004	47	114	1,310	0,004
45	108	1,499	0,004	47	115	1,179	0,005
45	109	1,344	0,004	47	116	0,844	0,005
45	110	1,071	0,005	47	117	0,520	0,007

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
47	118	0,324	0,009	49	125	0,131	0,014
47	119	0,184	0,012	49	126	0,082	0,017
47	120	0,106	0,015	49	127	0,044	0,024
47	121	0,060	0,020	49	128	0,025	0,031
47	122	0,035	0,026	49	129	0,021	0,034
48	109	0,247	0,010	50	114	0,273	0,010
48	110	0,411	0,008	50	115	0,410	0,008
48	111	0,619	0,006	50	116	0,594	0,006
48	112	0,867	0,005	50	117	0,850	0,005
48	113	1,118	0,005	50	118	1,085	0,005
48	114	1,313	0,004	50	119	1,166	0,005
48	115	1,513	0,004	50	120	1,278	0,004
48	116	1,455	0,004	50	121	1,308	0,004
48	117	1,282	0,004	50	122	1,111	0,005
48	118	1,007	0,005	50	123	0,904	0,005
48	119	0,694	0,006	50	124	0,670	0,006
48	120	0,418	0,008	50	125	0,450	0,007
48	121	0,253	0,010	50	126	0,291	0,009
48	122	0,138	0,013	50	127	0,187	0,011
48	123	0,092	0,016	50	128	0,129	0,014
48	124	0,051	0,022	50	129	0,085	0,017
48	125	0,024	0,031	50	130	0,050	0,022
49	112	0,354	0,008	50	131	0,033	0,027
49	113	0,521	0,007	50	132	0,021	0,033
49	114	0,747	0,006	51	116	0,225	0,011
49	115	0,967	0,005	51	117	0,387	0,008
49	116	1,112	0,005	51	118	0,549	0,007
49	117	1,264	0,004	51	119	0,762	0,006
49	118	1,331	0,004	51	120	0,932	0,005
49	119	1,229	0,004	51	121	1,014	0,005
49	120	1,086	0,005	51	122	1,160	0,005
49	121	0,799	0,006	51	123	1,120	0,005
49	122	0,542	0,007	51	124	1,120	0,005
49	123	0,336	0,009	51	125	0,961	0,005
49	124	0,203	0,011	51	126	0,807	0,006

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
51	127	0,635	0,006	53	127	0,898	0,005
51	128	0,480	0,007	53	128	0,904	0,005
51	129	0,317	0,009	53	129	0,920	0,005
51	130	0,236	0,010	53	130	0,860	0,005
51	131	0,144	0,013	53	131	0,791	0,006
51	132	0,087	0,017	53	132	0,694	0,006
51	133	0,063	0,020	53	133	0,511	0,007
51	134	0,043	0,024	53	134	0,430	0,008
51	135	0,018	0,037	53	135	0,291	0,009
52	118	0,165	0,012	53	136	0,225	0,010
52	119	0,288	0,009	53	137	0,125	0,014
52	120	0,381	0,008	53	138	0,096	0,016
52	121	0,542	0,007	53	139	0,052	0,022
52	122	0,730	0,006	53	140	0,031	0,028
52	123	0,966	0,005	54	123	0,138	0,014
52	124	1,062	0,005	54	124	0,215	0,011
52	125	1,092	0,005	54	125	0,289	0,009
52	126	1,026	0,005	54	126	0,369	0,008
52	127	0,989	0,005	54	127	0,575	0,007
52	128	0,859	0,005	54	128	0,673	0,006
52	129	0,794	0,006	54	129	0,806	0,006
52	130	0,606	0,006	54	130	0,841	0,005
52	131	0,442	0,007	54	131	0,817	0,005
52	132	0,317	0,009	54	132	0,785	0,006
52	133	0,208	0,011	54	133	0,753	0,006
52	134	0,146	0,013	54	134	0,640	0,006
52	135	0,091	0,016	54	135	0,554	0,007
52	136	0,064	0,020	54	136	0,451	0,007
52	137	0,029	0,029	54	137	0,313	0,009
52	138	0,022	0,033	54	138	0,223	0,010
53	122	0,300	0,009	54	139	0,167	0,012
53	123	0,448	0,007	54	140	0,090	0,017
53	124	0,513	0,007	54	141	0,073	0,018
53	125	0,764	0,006	54	142	0,045	0,023
53	126	0,657	0,006	54	143	0,019	0,036

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
55	126	0,126	0,014	56	145	0,083	0,017
55	127	0,221	0,011	56	146	0,054	0,022
55	128	0,283	0,009	56	147	0,022	0,034
55	129	0,444	0,008	56	148	0,019	0,036
55	130	0,495	0,007	57	131	0,085	0,017
55	131	0,640	0,006	57	132	0,149	0,013
55	132	0,610	0,006	57	133	0,225	0,011
55	133	0,707	0,006	57	134	0,260	0,010
55	134	0,679	0,006	57	135	0,384	0,008
55	135	0,595	0,006	57	136	0,437	0,008
55	136	0,595	0,006	57	137	0,454	0,007
55	137	0,511	0,007	57	138	0,432	0,008
55	138	0,392	0,008	57	139	0,410	0,008
55	139	0,299	0,009	57	140	0,366	0,008
55	140	0,307	0,009	57	141	0,303	0,009
55	141	0,161	0,012	57	142	0,267	0,010
55	142	0,131	0,014	57	143	0,258	0,010
55	143	0,089	0,017	57	144	0,203	0,011
55	144	0,057	0,021	57	145	0,180	0,012
55	145	0,025	0,032	57	146	0,121	0,014
56	130	0,196	0,011	57	147	0,081	0,018
56	131	0,318	0,009	57	148	0,050	0,023
56	132	0,414	0,008	57	149	0,026	0,031
56	133	0,537	0,007	58	134	0,092	0,017
56	134	0,556	0,007	58	135	0,157	0,013
56	135	0,603	0,006	58	136	0,228	0,011
56	136	0,558	0,007	58	137	0,278	0,010
56	137	0,526	0,007	58	138	0,344	0,009
56	138	0,484	0,007	58	139	0,374	0,008
56	139	0,419	0,008	58	140	0,330	0,009
56	140	0,388	0,008	58	141	0,300	0,009
56	141	0,306	0,009	58	142	0,275	0,010
56	142	0,244	0,010	58	143	0,251	0,010
56	143	0,175	0,012	58	144	0,255	0,010
56	144	0,110	0,015	58	145	0,203	0,011

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
58	146	0,157	0,013	60	153	0,031	0,028
58	147	0,131	0,014	60	154	0,018	0,037
58	148	0,097	0,016	61	140	0,023	0,033
58	149	0,069	0,019	61	141	0,031	0,029
58	150	0,034	0,027	61	142	0,057	0,021
59	137	0,097	0,016	61	143	0,076	0,018
59	138	0,172	0,012	61	144	0,106	0,015
59	139	0,196	0,011	61	145	0,128	0,014
59	140	0,238	0,010	61	146	0,123	0,014
59	141	0,254	0,010	61	147	0,157	0,013
59	142	0,225	0,011	61	148	0,151	0,013
59	143	0,243	0,010	61	149	0,121	0,014
59	144	0,240	0,010	61	150	0,109	0,015
59	145	0,212	0,011	61	151	0,085	0,017
59	146	0,177	0,012	61	152	0,065	0,020
59	147	0,144	0,013	61	153	0,050	0,022
59	148	0,119	0,015	61	154	0,035	0,027
59	149	0,106	0,015	61	155	0,027	0,031
59	150	0,055	0,021	62	143	0,018	0,037
59	151	0,049	0,023	62	144	0,028	0,030
59	152	0,027	0,030	62	145	0,052	0,022
60	139	0,063	0,020	62	146	0,058	0,021
60	140	0,093	0,016	62	147	0,096	0,016
60	141	0,129	0,014	62	148	0,099	0,016
60	142	0,151	0,013	62	149	0,109	0,015
60	143	0,171	0,012	62	150	0,096	0,016
60	144	0,203	0,011	62	151	0,096	0,016
60	145	0,188	0,012	62	152	0,078	0,018
60	146	0,169	0,012	62	153	0,059	0,021
60	147	0,180	0,012	62	154	0,044	0,024
60	148	0,156	0,013	62	155	0,035	0,027
60	149	0,130	0,014	62	156	0,029	0,030
60	150	0,093	0,016	63	149	0,046	0,023
60	151	0,071	0,019	63	150	0,060	0,021
60	152	0,047	0,023	63	151	0,063	0,020

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
63	152	0,063	0,020				
63	153	0,062	0,020				
63	154	0,056	0,021				
63	155	0,046	0,023				
63	156	0,032	0,028				
63	157	0,022	0,034				
63	158	0,021	0,035				
64	151	0,029	0,029				
64	152	0,033	0,028				
64	153	0,050	0,023				
64	154	0,033	0,028				
64	155	0,047	0,023				
64	156	0,032	0,028				
64	157	0,022	0,034				

Tableau C.3 – Rendements isotopiques relatifs et leur erreur associée du système  $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$  à  $E_{CM} \approx 240 \text{ MeV}$ .

### C.4 Rendements isotopiques du système $^{238}\text{U}+^9\text{Be}$ à $E_{\text{CM}} \approx 185 \text{ MeV}$

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$
31	73	0,014	0,017	35	86	0,088	0,007
31	74	0,015	0,016	35	87	0,054	0,008
31	75	0,020	0,014	35	88	0,029	0,011
31	76	0,013	0,016	35	89	0,015	0,016
31	77	0,009	0,019	36	81	0,014	0,018
32	74	0,010	0,019	36	82	0,034	0,012
32	75	0,016	0,016	36	83	0,057	0,009
32	76	0,024	0,013	36	84	0,089	0,007
32	77	0,028	0,012	36	85	0,119	0,006
32	78	0,028	0,012	36	86	0,141	0,006
32	79	0,019	0,014	36	87	0,164	0,005
33	76	0,016	0,016	36	88	0,126	0,005
33	77	0,021	0,014	36	89	0,114	0,006
33	78	0,029	0,012	36	90	0,069	0,007
33	79	0,043	0,010	36	91	0,032	0,011
33	80	0,047	0,009	36	92	0,018	0,014
33	81	0,037	0,010	37	83	0,017	0,016
33	82	0,019	0,014	37	84	0,043	0,010
33	83	0,012	0,018	37	85	0,069	0,008
34	77	0,011	0,020	37	86	0,111	0,007
34	78	0,015	0,017	37	87	0,162	0,005
34	79	0,021	0,014	37	88	0,169	0,005
34	80	0,047	0,009	37	89	0,229	0,004
34	81	0,064	0,008	37	90	0,214	0,004
34	82	0,071	0,007	37	91	0,187	0,005
34	83	0,060	0,008	37	92	0,132	0,005
34	84	0,044	0,009	37	93	0,074	0,007
34	85	0,019	0,014	37	94	0,033	0,010
34	86	0,011	0,018	37	95	0,022	0,013
35	80	0,025	0,013	37	96	0,012	0,017
35	81	0,037	0,011	38	84	0,019	0,016
35	82	0,059	0,009	38	85	0,030	0,013
35	83	0,090	0,007	38	86	0,053	0,009
35	84	0,100	0,006	38	87	0,088	0,007
35	85	0,096	0,006	38	88	0,116	0,006



Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
38	89	0,194	0,005	40	93	0,254	0,004
38	90	0,235	0,005	40	94	0,362	0,004
38	91	0,266	0,004	40	95	0,452	0,003
38	92	0,299	0,004	40	96	0,498	0,003
38	93	0,275	0,004	40	97	0,479	0,003
38	94	0,213	0,004	40	98	0,443	0,003
38	95	0,148	0,005	40	99	0,351	0,003
38	96	0,077	0,007	40	100	0,249	0,004
38	97	0,044	0,009	40	101	0,147	0,005
38	98	0,021	0,013	40	102	0,083	0,007
38	99	0,012	0,018	40	103	0,041	0,009
39	85	0,016	0,019	40	104	0,020	0,014
39	86	0,018	0,017	40	105	0,009	0,020
39	87	0,037	0,011	41	89	0,023	0,016
39	88	0,054	0,009	41	90	0,029	0,014
39	89	0,100	0,007	41	91	0,049	0,010
39	90	0,149	0,006	41	92	0,062	0,009
39	91	0,243	0,005	41	93	0,106	0,007
39	92	0,316	0,004	41	94	0,180	0,005
39	93	0,365	0,004	41	95	0,258	0,004
39	94	0,395	0,003	41	96	0,385	0,004
39	95	0,367	0,003	41	97	0,555	0,003
39	96	0,304	0,004	41	98	0,612	0,003
39	97	0,223	0,004	41	99	0,626	0,003
39	98	0,147	0,005	41	100	0,567	0,003
39	99	0,071	0,007	41	101	0,492	0,003
39	100	0,040	0,010	41	102	0,358	0,003
39	101	0,024	0,012	41	103	0,251	0,004
39	102	0,010	0,019	41	104	0,131	0,005
40	87	0,022	0,016	41	105	0,060	0,008
40	88	0,026	0,014	41	106	0,035	0,010
40	89	0,043	0,011	41	107	0,018	0,015
40	90	0,058	0,009	41	108	0,012	0,018
40	91	0,120	0,006	42	91	0,017	0,018
40	92	0,171	0,005	42	92	0,030	0,014

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$
42	93	0,040	0,012	43	109	0,186	0,005
42	94	0,076	0,008	43	110	0,097	0,006
42	95	0,122	0,006	43	111	0,051	0,009
42	96	0,183	0,005	43	112	0,024	0,013
42	97	0,298	0,004	43	113	0,015	0,016
42	98	0,418	0,004	43	114	0,011	0,018
42	99	0,574	0,003	44	96	0,020	0,017
42	100	0,755	0,003	44	97	0,047	0,011
42	101	0,615	0,003	44	98	0,081	0,008
42	102	0,740	0,003	44	99	0,125	0,006
42	103	0,668	0,003	44	100	0,197	0,005
42	104	0,510	0,003	44	101	0,303	0,004
42	105	0,315	0,004	44	102	0,411	0,003
42	106	0,195	0,004	44	103	0,630	0,003
42	107	0,101	0,006	44	104	0,956	0,002
42	108	0,046	0,009	44	105	0,880	0,003
42	109	0,030	0,012	44	106	1,329	0,002
42	110	0,012	0,018	44	107	1,105	0,002
42	111	0,011	0,018	44	108	0,843	0,002
43	93	0,017	0,018	44	109	0,672	0,003
43	94	0,032	0,013	44	110	0,429	0,003
43	95	0,058	0,010	44	111	0,271	0,004
43	96	0,074	0,008	44	112	0,149	0,005
43	97	0,114	0,007	44	113	0,083	0,007
43	98	0,185	0,005	44	114	0,041	0,010
43	99	0,299	0,004	44	115	0,022	0,014
43	100	0,498	0,003	44	116	0,010	0,019
43	101	0,537	0,003	44	117	0,010	0,020
43	102	0,749	0,003	45	98	0,020	0,017
43	103	0,912	0,002	45	99	0,036	0,013
43	104	0,962	0,002	45	100	0,071	0,009
43	105	0,876	0,002	45	101	0,108	0,007
43	106	0,663	0,003	45	102	0,159	0,006
43	107	0,506	0,003	45	103	0,293	0,004
43	108	0,290	0,004	45	104	0,460	0,003

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
45	105	0,586	0,003	46	121	0,020	0,014
45	106	0,912	0,002	46	122	0,009	0,020
45	107	1,163	0,002	47	103	0,017	0,017
45	108	1,224	0,002	47	104	0,030	0,013
45	109	1,373	0,002	47	105	0,087	0,008
45	110	1,128	0,002	47	106	0,139	0,006
45	111	0,841	0,002	47	107	0,228	0,005
45	112	0,582	0,003	47	108	0,369	0,004
45	113	0,386	0,003	47	109	0,605	0,003
45	114	0,223	0,004	47	110	0,863	0,002
45	115	0,140	0,006	47	111	1,063	0,002
45	116	0,085	0,007	47	112	1,309	0,002
45	117	0,040	0,010	47	113	1,550	0,002
45	118	0,021	0,014	47	114	1,477	0,002
45	119	0,011	0,019	47	115	1,440	0,002
46	101	0,022	0,016	47	116	1,092	0,002
46	102	0,055	0,010	47	117	0,734	0,003
46	103	0,102	0,007	47	118	0,486	0,003
46	104	0,187	0,005	47	119	0,291	0,004
46	105	0,237	0,005	47	120	0,156	0,005
46	106	0,381	0,004	47	121	0,091	0,007
46	107	0,630	0,003	47	122	0,048	0,010
46	108	0,820	0,003	47	123	0,026	0,013
46	109	1,146	0,002	47	124	0,013	0,018
46	110	1,456	0,002	48	106	0,024	0,015
46	111	1,600	0,002	48	107	0,059	0,009
46	112	1,422	0,002	48	108	0,109	0,007
46	113	1,121	0,002	48	109	0,216	0,005
46	114	0,740	0,003	48	110	0,317	0,004
46	115	0,573	0,003	48	111	0,498	0,003
46	116	0,344	0,004	48	112	0,701	0,003
46	117	0,210	0,005	48	113	0,974	0,002
46	118	0,107	0,006	48	114	1,210	0,002
46	119	0,065	0,008	48	115	1,643	0,002
46	120	0,030	0,012	48	116	1,834	0,002

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$
48	117	1,693	0,002	50	113	0,120	0,006
48	118	1,291	0,002	50	114	0,222	0,005
48	119	0,873	0,002	50	115	0,380	0,003
48	120	0,563	0,003	50	116	0,582	0,003
48	121	0,375	0,003	50	117	0,807	0,002
48	122	0,249	0,004	50	118	1,004	0,002
48	123	0,134	0,006	50	119	1,255	0,002
48	124	0,074	0,008	50	120	1,574	0,002
48	125	0,041	0,010	50	121	1,872	0,002
48	126	0,022	0,014	50	122	1,663	0,002
48	127	0,014	0,018	50	123	1,369	0,002
49	109	0,042	0,011	50	124	0,905	0,002
49	110	0,082	0,008	50	125	0,583	0,003
49	111	0,164	0,005	50	126	0,378	0,004
49	112	0,272	0,004	50	127	0,255	0,004
49	113	0,444	0,003	50	128	0,167	0,005
49	114	0,633	0,003	50	129	0,105	0,007
49	115	0,946	0,002	50	130	0,055	0,009
49	116	1,237	0,002	50	131	0,039	0,010
49	117	1,456	0,002	50	132	0,029	0,012
49	118	1,659	0,002	50	133	0,011	0,018
49	119	1,572	0,002	51	113	0,012	0,018
49	120	1,518	0,002	51	114	0,041	0,010
49	121	1,204	0,002	51	115	0,085	0,007
49	122	0,740	0,003	51	116	0,162	0,005
49	123	0,497	0,003	51	117	0,303	0,004
49	124	0,296	0,004	51	118	0,473	0,003
49	125	0,188	0,005	51	119	0,693	0,003
49	126	0,110	0,006	51	120	0,965	0,002
49	127	0,060	0,009	51	121	1,265	0,002
49	128	0,037	0,011	51	122	1,395	0,002
49	129	0,020	0,015	51	123	1,548	0,002
49	130	0,012	0,018	51	124	1,561	0,002
50	111	0,019	0,015	51	125	1,480	0,002
50	112	0,060	0,009	51	126	1,171	0,002

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
51	127	0,805	0,003	52	139	0,012	0,018
51	128	0,540	0,003	53	118	0,016	0,015
51	129	0,362	0,004	53	119	0,035	0,010
51	130	0,279	0,004	53	120	0,077	0,007
51	131	0,190	0,005	53	121	0,149	0,005
51	132	0,105	0,006	53	122	0,245	0,004
51	133	0,064	0,008	53	123	0,418	0,003
51	134	0,052	0,009	53	124	0,614	0,003
51	135	0,023	0,013	53	125	0,891	0,002
51	136	0,015	0,016	53	126	0,951	0,002
51	137	0,010	0,019	53	127	1,238	0,002
52	115	0,011	0,018	53	128	1,186	0,002
52	116	0,024	0,012	53	129	1,303	0,002
52	117	0,057	0,008	53	130	1,317	0,002
52	118	0,106	0,006	53	131	1,129	0,002
52	119	0,240	0,004	53	132	0,886	0,002
52	120	0,390	0,003	53	133	0,630	0,003
52	121	0,580	0,003	53	134	0,493	0,003
52	122	0,793	0,002	53	135	0,393	0,003
52	123	1,055	0,002	53	136	0,246	0,004
52	124	1,206	0,002	53	137	0,146	0,005
52	125	1,349	0,002	53	138	0,103	0,006
52	126	1,450	0,002	53	139	0,066	0,008
52	127	1,552	0,002	53	140	0,039	0,010
52	128	1,312	0,002	53	141	0,019	0,014
52	129	1,050	0,002	54	121	0,028	0,011
52	130	0,708	0,003	54	122	0,044	0,009
52	131	0,484	0,003	54	123	0,100	0,006
52	132	0,381	0,003	54	124	0,166	0,005
52	133	0,298	0,004	54	125	0,291	0,004
52	134	0,214	0,004	54	126	0,398	0,003
52	135	0,106	0,006	54	127	0,680	0,003
52	136	0,069	0,008	54	128	0,773	0,002
52	137	0,049	0,009	54	129	0,998	0,002
52	138	0,021	0,014	54	130	1,037	0,002

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{\text{stat}}$
54	131	1,083	0,002	55	143	0,097	0,007
54	132	1,154	0,002	55	144	0,058	0,009
54	133	1,147	0,002	55	145	0,039	0,010
54	134	0,964	0,002	55	146	0,018	0,015
54	135	0,731	0,003	56	126	0,016	0,015
54	136	0,514	0,003	56	127	0,042	0,009
54	137	0,375	0,004	56	128	0,060	0,008
54	138	0,277	0,004	56	129	0,128	0,005
54	139	0,194	0,005	56	130	0,186	0,005
54	140	0,141	0,006	56	131	0,302	0,004
54	141	0,083	0,007	56	132	0,452	0,003
54	142	0,050	0,009	56	133	0,643	0,003
54	143	0,034	0,011	56	134	0,696	0,002
54	144	0,014	0,017	56	135	0,750	0,002
54	145	0,010	0,020	56	136	0,730	0,003
55	123	0,017	0,014	56	137	0,725	0,003
55	124	0,028	0,011	56	138	0,679	0,003
55	125	0,056	0,008	56	139	0,584	0,003
55	126	0,101	0,006	56	140	0,544	0,003
55	127	0,203	0,004	56	141	0,395	0,004
55	128	0,291	0,004	56	142	0,270	0,004
55	129	0,473	0,003	56	143	0,217	0,005
55	130	0,554	0,003	56	144	0,154	0,005
55	131	0,755	0,002	56	145	0,094	0,007
55	132	0,885	0,002	56	146	0,057	0,009
55	133	0,972	0,002	56	147	0,039	0,010
55	134	0,922	0,002	56	148	0,018	0,015
55	135	0,905	0,002	57	129	0,023	0,012
55	136	0,835	0,003	57	130	0,043	0,009
55	137	0,744	0,003	57	131	0,073	0,007
55	138	0,536	0,003	57	132	0,129	0,005
55	139	0,362	0,004	57	133	0,227	0,004
55	140	0,394	0,004	57	134	0,276	0,004
55	141	0,223	0,005	57	135	0,413	0,003
55	142	0,153	0,005	57	136	0,538	0,003

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
57	137	0,579	0,003	58	152	0,013	0,019
57	138	0,626	0,003	59	134	0,013	0,017
57	139	0,558	0,003	59	135	0,036	0,010
57	140	0,505	0,003	59	136	0,062	0,008
57	141	0,457	0,003	59	137	0,091	0,006
57	142	0,315	0,004	59	138	0,151	0,005
57	143	0,353	0,004	59	139	0,199	0,004
57	144	0,305	0,004	59	140	0,231	0,004
57	145	0,216	0,005	59	141	0,307	0,004
57	146	0,149	0,006	59	142	0,260	0,004
57	147	0,098	0,007	59	143	0,348	0,004
57	148	0,062	0,009	59	144	0,339	0,004
57	149	0,031	0,013	59	145	0,280	0,004
57	150	0,014	0,018	59	146	0,266	0,004
58	131	0,012	0,018	59	147	0,217	0,005
58	132	0,029	0,011	59	148	0,175	0,006
58	133	0,053	0,008	59	149	0,138	0,006
58	134	0,077	0,007	59	150	0,075	0,008
58	135	0,142	0,005	59	151	0,064	0,009
58	136	0,219	0,004	59	152	0,027	0,015
58	137	0,295	0,004	60	136	0,012	0,017
58	138	0,382	0,003	60	137	0,020	0,013
58	139	0,448	0,003	60	138	0,043	0,009
58	140	0,471	0,003	60	139	0,059	0,008
58	141	0,450	0,003	60	140	0,086	0,006
58	142	0,341	0,004	60	141	0,139	0,005
58	143	0,374	0,004	60	142	0,161	0,005
58	144	0,349	0,004	60	143	0,186	0,005
58	145	0,254	0,005	60	144	0,258	0,004
58	146	0,246	0,005	60	145	0,251	0,004
58	147	0,158	0,006	60	146	0,248	0,004
58	148	0,113	0,007	60	147	0,233	0,004
58	149	0,087	0,008	60	148	0,198	0,005
58	150	0,040	0,011	60	149	0,156	0,005
58	151	0,030	0,014	60	150	0,114	0,007

Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$	Z	A	Y(Z,A)	$\epsilon_{stat}$
60	151	0,088	0,008	62	155	0,046	0,009
60	152	0,061	0,009	62	156	0,029	0,013
60	153	0,043	0,011	62	157	0,015	0,017
60	154	0,022	0,016	63	146	0,012	0,017
61	139	0,010	0,019	63	147	0,025	0,012
61	140	0,020	0,013	63	148	0,042	0,009
61	141	0,040	0,009	63	149	0,054	0,008
61	142	0,052	0,008	63	150	0,063	0,008
61	143	0,070	0,007	63	151	0,080	0,007
61	144	0,115	0,006	63	152	0,059	0,008
61	145	0,129	0,005	63	153	0,062	0,008
61	146	0,139	0,005	63	154	0,055	0,008
61	147	0,188	0,005	63	155	0,055	0,008
61	148	0,194	0,005	63	156	0,036	0,010
61	149	0,170	0,005	63	157	0,030	0,012
61	150	0,155	0,005	63	158	0,021	0,014
61	151	0,112	0,006	64	149	0,013	0,016
61	152	0,090	0,007	64	150	0,023	0,012
61	153	0,067	0,008	64	151	0,027	0,011
61	154	0,042	0,011	64	152	0,031	0,011
61	155	0,025	0,014	64	153	0,038	0,010
61	156	0,015	0,018	64	154	0,041	0,009
62	142	0,011	0,018	64	155	0,047	0,009
62	143	0,018	0,014	64	156	0,038	0,010
62	144	0,033	0,010	64	157	0,031	0,011
62	145	0,045	0,009	64	158	0,023	0,013
62	146	0,056	0,008	64	159	0,017	0,015
62	147	0,095	0,006	64	160	0,012	0,018
62	148	0,103	0,006				
62	149	0,120	0,006				
62	150	0,130	0,005				
62	151	0,113	0,006				
62	152	0,098	0,006				
62	153	0,073	0,007				
62	154	0,060	0,008				

Tableau C.4 – Rendements isotopiques relatifs et leur erreur associée du système  $^{238}\text{U}+^9\text{Be}$  à  $E_{CM} \approx 185 \text{ MeV}$ .





# Bibliographie

- Anne, R., Bazin, D., Mueller, A., Jacmart, J. et Langevin, M. (1987). The achromatic spectrometer LISE at GANIL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 257(2):215 – 232.
- Audi, G. et Wapstra, A. (1993). The 1993 atomic mass evaluation : (i) atomic mass table. *Nuclear Physics A*, 565(1):1 – 65.
- Azaiez, F. (1999). Exogam : a  $\gamma$ -ray spectrometer for radioactive beams. *Nuclear Physics A*, 654(1, Supplement 1):1003c – 1008c.
- Back, B. B., Betts, R. R., Gindler, J. E., Wilkins, B. D., Saini, S., Tsang, M. B., Gelbke, C. K., Lynch, W. G., McMahan, M. A. et Baisden, P. A. (1985). Angular distributions in heavy-ion-induced fission. *Phys. Rev. C*, 32(1):195–213.
- Baeten, P. (2006). *École Joliot-Curie de physique nucléaire*, chapitre Physique des réacteurs, pages 64 – 125.
- Bail, A. (2009). *Mesures de rendements isobariques et isotopiques des produits de fission lourds sur le spectromètre de masse Lohengrin*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1.
- Bail, A., Serot, O., Mathieu, L., Litaize, O., Materna, T., Köster, U., Faust, H., Letourneau, A. et Panebianco, S. (2011). Isotopic yield measurement in the heavy mass region for  $^{239}\text{Pu}$  thermal neutron induced fission. *Phys. Rev. C*, 84:034605.
- Bardeen, J., Cooper, L. N. et Schrieffer, J. R. (1957). Theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, 108:1175–1204.
- Baron, E., Bajard, M. et Ricaud, C. (1993). Charge exchange of very heavy ions in carbon foils and in the residual gas of ganil cyclotrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 328(1–2):177 – 182.
- Bass, R. (1980). *Nuclear Reactions with Heavy Ions*. Texts and Monographs in Physics. Springer-Verlag.
- Benlliure, J., Armbruster, P., Bernas, M., Boudard, A., Enqvist, T., Legrain, R., Leray, S., Rejmund, F., Schmidt, K.-H., Stéphan, C., Tassan-Got, L. et Volant, C. (2002). Signatures of fission dynamics in highly excited nuclei produced in  $^{197}\text{Au}$  (800 A MeV) on proton collisions. *Nuclear Physics A*, 700(1-2):469 – 491.

- Benlliure, J., Schmidt, K.-H., Cortina-Gil, D., Enqvist, T., Farget, F., Heinz, A., Junghans, A., Pereira, J. et Taieb, J. (1999). Production of neutron-rich isotopes by cold fragmentation in the reaction  $^{197}\text{Au} + \text{Be}$  at 950 A MeV. *Nuclear Physics A*, 660(1):87 – 100.
- Berlanger, M., Gobbi, A., Hanappe, F., Lynen, U., Ngô, C., Olmi, A., Sann, H., Stelzer, H., Richel, H. et Rivet, M. F. (1979). Study of a fast collective mode in deep inelastic reactions : Quantal fluctuations. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 291:133 – 143. 10.1007/BF01437993.
- Bernas, M., Armbruster, P., Czajkowski, S., Donzaud, C., Geissel, H., Ameil, F., Dessagne, P., Engelmann, C., Heinz, A., Janas, Z., Kozhuharov, C., Mieke, C., Münzenberg, G., Pfützner, M., Böcksteigel, C., Schmidt, K.-H., Schwab, W., Stéphan, C., Sümmerer, K., Tassan-Got, L. et Voss, B. (1997). Identification of more than a 100 new isotopes from  $^{238}\text{U}$  projectile fission and beams of neutron-rich nuclei at BRENDA. *Nuclear Physics A*, 616(1–2):352 – 362.
- Bethe, H. (1932). Bremsformel für elektronen relativistischer geschwindigkeit. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 76:293 – 299. 10.1007/BF01342532.
- Bethe, H. A. et Bacher, R. F. (1936). Nuclear physics a. stationary states of nuclei. *Rev. Mod. Phys.*, 8:82–229.
- Beun, J., McLaughlin, G. C., Surman, R. et Hix, W. R. (2008). Fission cycling in a supernova  $r$  process. *Phys. Rev. C*, 77:035804.
- Biswas, D. C., Choudhury, R. K., Nayak, B. K., Nadkarni, D. M. et Ramamurthy, V. S. (1997). Single and multinucleon transfer in  $^{19}\text{F}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$  reactions at near barrier energies. *Phys. Rev. C*, 56:1926–1935.
- Björnholm, S. et Lynn, J. E. (1980). The double-humped fission barrier. *Rev. Mod. Phys.*, 52:725–931.
- Bloch, F. (1933). Bremsvermögen von atomen mit mehreren elektronen. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 81:363 – 376. 10.1007/BF01344553.
- Bocquet, J. et Brissot, R. (1989). Mass, energy and nuclear charge distribution of fission fragments. *Nuclear Physics A*, 502:213 – 232.
- Bohr, A. et Mottelson, B. (1969). *Nuclear structure*. W. A. Benjamin, New York,.
- Bohr, N. (1941). Velocity-range relation for fission fragments. *Phys. Rev.*, 59:270–275.
- Bohr, N. (1948). The penetration of atomic particles through matter. *Mathematisk-fysiske Meddelelser*, 18(8):116.
- Bohr, N. et Wheeler, J. A. (1939). The mechanism of nuclear fission. *Phys. Rev.*, 56:426–450.
- Boleu, R., Nilsson, S., Sheline, R. et Takashashi, K. (1972). On the termination of the  $r$ -process and the synthesis of superheavy elements. *Physics Letters B*, 40(5):517 – 521.
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A. et Hoyle, F. (1957). Synthesis of the elements in stars. *Rev. Mod. Phys.*, 29:547–650.

- Böckstiegel, C., Steinhäuser, S., Benlliure, J., Clerc, H.-G., Grewe, A., Heinz, A., de Jong, M., Junghans, A., Müller, J. et Schmidt, K.-H. (1997). Total kinetic energies and nuclear-charge yields in the fission of relativistic  $^{233}\text{U}$  secondary projectiles. *Physics Letters B*, 398(3–4):259 – 263.
- Böckstiegel, C., Steinhäuser, S., Schmidt, K.-H., Clerc, H.-G., Grewe, A., Heinz, A., de Jong, M., Junghans, A., Müller, J. et Voss, B. (2008). Nuclear-fission studies with relativistic secondary beams : Analysis of fission channels. *Nuclear Physics A*, 802(1-4):12 – 25.
- Caamaño, M., Rejmund, F., Derkx, X., Schmidt, K.-H., Andouin, L., Bacri, C.-O., Barreau, G., Benlliure, J., Casarejos, E., Fernández-Domínguez, B., Gaudefroy, L., Golabek, C., Jurado, B., Lemasson, A., Navin, A., Rejmund, M., Roger, T., Shrivastava, A., Schmitt, C. et Taieb, J. (2009a). Isotopic Resolution of Fission Fragments from  $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$  Transfer and Fusion Reactions. In 15-22, éditeur : *AIP Conference Proceedings*, volume 1175, Saint Paul lez Durance, France.
- Caamaño, M., Rejmund, F. et Schmidt, K.-H. (2009b). Isotopic identification of fission fragments in VAMOS. "Private communication".
- Cameron, A. G. W. (1957). Stellar evolution, nuclear astrophysics, and nucleogenesis. *Chalk River Report, CRL-41*.
- Catherall, R., Lettry, J., Gilardoni, S. et Köster, U. (2003). Radioactive ion beams produced by neutron-induced fission at isolate. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204(0):235 – 239. 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- Chadwick, J. (1932). Possible evidence of a neutron. *Nature*, 129 (3252):312.
- Cowan, J. J., Thielemann, F.-K. et Truran, J. W. (1991). The r-process and nucleochronology. *Physics Reports*, 208(4–5):267 – 394.
- David, S. (2005). Future scenarios for fission based reactors. *Nuclear Physics A*, 751(0):429 – 441. Proceedings of the 22nd International Nuclear Physics Conference (Part 1).
- De Frenne, D., Thierens, H., Proot, B., Jacobs, E., De Gelder, P., De Clercq, A. et Westmeier, W. (1982). Charge distributions for the photofission of  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  with 12—30 MeV bremsstrahlung. *Phys. Rev. C*, 26:1356–1368.
- Delaune, O. (2009). Distribution angulaire des fragments de fission de réactions de fusion-fission. Rapport de stage de master 2, Université de Caen Basse-Normandie.
- Derkx, X. (2010). *Etude de la fission d'actinides produits par réactions de transfert multinucléon en cinématique inverse*. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie. GANIL T 10 02.
- Dmitriev, I., Zaikov, V., Kral'kina, E., Nikolaev, V. et Teplova, Y. (1986). On the target thickness to attain equilibrium charge distribution in a beam of fast ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 14(4–6):515 – 526.

- Drouart, A., Mazur, C., Alamanos, N., Auger, F., Besson, P., Bougamont, E., Bourgeois, P., Lobo, G., Pollacco, E. C. et Riallot, M. (2002). A gas secondary electron detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 477(1-3):401 – 405.
- Dubray, N., Goutte, H. et Delaroche, J.-P. (2008). Structure properties of  $^{226}\text{Th}$  and  $^{256,258,260}\text{Fm}$  fission fragments : Mean-field analysis with the gogny force. *Phys. Rev. C*, 77:014310.
- Enqvist, T., Benlliure, J., Farget, F., Schmidt, K.-H., Armbruster, P., Bernas, M., Tassan-Got, L., Boudard, A., Legrain, R., Volant, C., Böckstiegel, C., de Jong, M. et Dufour, J. (1999). Systematic experimental survey on projectile fragmentation and fission induced in collisions of  $^{238}\text{U}$  at 1 AGeV with lead. *Nuclear Physics A*, 658(1):47 – 66.
- Feenberg, E. et Wigner, E. (1937). On the structure of the nuclei between helium and oxygen. *Phys. Rev.*, 51:95–106.
- Fermi, E. (1934). Versuch einer theorie der  $\beta$ -strahlen. i. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 88:161 – 177. 10.1007/BF01351864.
- Flynn, K., Glendenin, L. et Huizenga, J. (1964). Anisotropy of selected fission fragments for helium-ion-induced fission of  $\text{Pb}^{206}$  and  $\text{Bi}^{209}$ . *Nuclear Physics*, 58(0):321 – 327.
- Flynn, K. F., Horwitz, E. P., Bloomquist, C. A. A., Barnes, R. F., Sjoblom, R. K., Fields, P. R. et Glendenin, L. E. (1972). Distribution of mass in the spontaneous fission of  $^{256}\text{Fm}$ . *Phys. Rev. C*, 5:1725–1729.
- Fong, P. (1956). Statistical theory of nuclear fission : Asymmetric fission. *Phys. Rev.*, 102:434–448.
- Friedrichs, T. (1998). *Untersuchung der neutroneninduzierten Spaltung von Curium 245 and Plutonium 241*. Thèse de doctorat, Technischen Univesität Carolo-Wilhelmina, Braunschweig.
- Glendenin, L. E., Gindler, J. E., Henderson, D. J. et Meadows, J. W. (1981). Mass distributions for monoenergetic-neutron-induced fission of  $^{235}\text{U}$ . *Phys. Rev. C*, 24:2600–2605.
- Hahn, O. et Strassmann, F. (1939). Über den nachweis und das verhalten der bei der bestrahlung des urans mittels neutronen entstehenden erdalkalimetalle. *Naturwissenschaften*, 27:11 – 15. 10.1007/BF01488241.
- Hilaire, S. et Girod, M. (2012). Résultats des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov utilisant la force de Gogny. [http://www-phynu.cea.fr/science\\_en\\_ligne/carte\\_potentiels\\_microscopiques/carte\\_potentiel\\_nucleaire.htm](http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire.htm).
- Hill, D. L. et Wheeler, J. A. (1953). Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena. *Phys. Rev.*, 89:1102–1145.
- Hillebrandt, W., Kodama, T. et Takahashi, K. (1976). R-process nucleosynthesis - a dynamical model. *Astronomy and Astrophysics*, 52:63 – 68.
- Hinde, D. J., Hilscher, D., Rossner, H., Gebauer, B., Lehmann, M. et Wilpert, M. (1992). Neutron emission as a probe of fusion-fission and quasifission dynamics. *Phys. Rev. C*, 45:1229–1259.

- Jacquot, B. (2012). "Private communication".
- Karp, J. S., Steadman, S. G., Gazes, S. B., Ledoux, R. et Videbæk, F. (1982). Statistical behavior of nucleon transfer to highly excited states in heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, 25:1838–1864.
- Kawano, T., Chiba, S. et Koura, H. (2006). Phenomenological nuclear level densities using the KTUY05 nuclear mass formula for applications off-stability. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 43(1):1 – 8.
- Kelić, A. et Schmidt, K.-H. (2007). Role of fission in the r-process nucleosynthesis – needed input. In *XVII International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Application*.
- Kettunen, H. (2003). *Decay spectroscopy of heavy nuclei beyond the proton drip line*. Thèse de doctorat, University of Jyväskylä.
- Knoll, G. F. (1989). *Radiation detection and measurement*. second edition édition.
- Konecny, E. et Schmitt, H. W. (1968). Fission energetics and neutron emission in 13-MeV proton-induced fission of  $^{226}\text{Ra}$ . *Phys. Rev.*, 172:1213–1226.
- Krappe, H. J. et Nix, J. R. (1973). In *Proceedings of the Third International Atomic Energy Agency Symposium on the Physics and Chemistry of Fission*, volume I, page 159. Voir la référence 6.
- Krappe, H. J., Nix, J. R. et Sierk, A. J. (1979). Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations. *Phys. Rev. C*, 20:992–1013.
- Leo, W. R. (1993). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, second revised edition.
- Lhersonneau, G., Dendooven, P., Canchel, G., Huikari, J., Jardin, P., Jokinen, A., Kolhinen, V., Lau, C., Lebreton, L., Mueller, A., Nieminen, A., Nummela, S., Penttilä, H., Peräjärvi, K., Radivojevic, Z., Rubchenya, V., Saint-Laurent, M.-G., Trzaska, W., Vakhtin, D., Verrier, J., Villari, A., Wang, J. et Äystö, J. (2000). Production of neutron-rich isotopes in fission of uranium induced by neutrons of 20 mev average energy. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 9:385 – 396. 10.1007/s100500070023.
- Litaize, O. et Serot, O. (2010). Investigation of phenomenological models for the Monte Carlo simulation of the prompt fission neutron and  $\gamma$  emission. *Phys. Rev. C*, 82:054616.
- Lukić, S., Gevaert, F., Kelić, A., Ricciardi, M., Schmidt, K.-H. et Yordanov, O. (2006). Systematic comparison of ISOLDE – SC yields with calculated in-target production rates. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 565(2):784 – 800.
- Madland, D. G. et Nix, J. R. (1982). New calculation of prompt fission neutron spectra and average prompt neutron multiplicities. *Nucl. Sci. Eng.*, 81:213.
- Mayer, M. G. (1948). On closed shells in nuclei. *Phys. Rev.*, 74:235–239.
- Meitner, L. et Frisch, O. (1939). Disintegration of uranium by neutrons : a new type of nuclear reaction. *Nature*, 143:239 – 240.

- Méot, F. (1999). The ray-tracing code Zgoubi. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 427(1–2):353 – 356.
- Michalowicz, A. (1964). *Cinématique des réactions nucléaires*. Dunod.
- Moll, E., Schrader, H., Siegert, G., Asghar, M., Bocquet, J., Bailleul, G., Gautheron, J., Greif, J., Crawford, G., Chauvin, C., Ewald, H., Wollnik, H., Armbruster, P., Fiebig, G., Lawin, H. et Sistemich, K. (1975). Analysis of  $^{236}\text{U}$ -fission products by the recoil separator “lohengrin”. *Nuclear Instruments and Methods*, 123(3):615 – 617.
- Moller, P., Nix, J., Myers, W. et Swiatecki, W. (1995). Nuclear ground-state masses and deformations. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 59(2):185 – 381.
- Myers, W. D. et Swiatecki, W. (1969). Average nuclear properties. *Annals of Physics*, 55(3):395 – 505.
- Nakagawa, T., Takano, H. et Hasegawa, A. (1999). Present status of minor actinide data. Rapport technique, NEA/WPEC-8, Organization for Economic Cooperation and Development Nuclear Energy Agency.
- Naqvi, A. A., Käppeler, F., Dickmann, F. et Müller, R. (1986). Fission fragment properties in fast-neutron-induced fission of  $^{237}\text{Np}$ . *Phys. Rev. C*, 34:218–225.
- Nifenecker, H. (1980). A dynamical treatment of isobaric widths in fission : An example of frozen quantal fluctuations. *J. Physique Lett.*, 41(3):47–51.
- Nikolaev, V. et Dmitriev, I. (1968). On the equilibrium charge distribution in heavy element ion beams. *Physics Letters A*, 28(4):277 – 278.
- Nilsson, S. G. (1955). Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. *Mathematisk-fysiske Meddelelser*, 29(16).
- Nix, J. R. (1972). Calculation of fission barriers for heavy and superheavy nuclei. *Annual Review of Nuclear Science*, 22(1):65 – 120.
- Nix, J. R. et Swiatecki, W. J. (1965). Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission. *Nuclear Physics*, 71(1):1 – 94.
- Odland, O., Mittig, W., Lépine-Szily, A., Fremont, G., Chartier, M., MacCormick, M. et Casandjian, J. (1996). A fast position sensitive microchannel plate detector for ray-tracing of charged particles. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 378(1–2):149 – 154.
- Oganessian, Y. T. et Lazarev, Y. A. (1985). *Treatise on Heavy-ion Science : Extreme nuclear states*, chapitre Heavy Ions and Nuclear Fission. Numéro vol. 4. Plenum.
- Panov, I., Korneev, I. et Thielemann, F. (2009). Superheavy elements and r-process. *Physics of Atomic Nuclei*, 72:1026 – 1033. 10.1134/S1063778809060155.
- Pereira, J. (2004). *Collective nuclear motion at finite temperature investigated with fission reactions induced by  $^{238}\text{U}$  at 1A GeV on deuterium*. Thèse de doctorat, Universidad de Santiago de Compostela.

- Pereira, J., Benlliure, J., Casarejos, E., Armbruster, P., Bernas, M., Boudard, A., Czajkowski, S., Enqvist, T., Legrain, R., Leray, S., Mustapha, B., Pravikoff, M., Rejmund, F., Schmidt, K.-H., Stéphan, C., Taïeb, J., Tassan-Got, L., Volant, C. et Wlazlo, W. (2007). Isotopic production cross sections and recoil velocities of spallation-fission fragments in the reaction  $^{238}\text{U}(1\text{A GeV}) + \text{d}$ . *Phys. Rev. C*, 75:014602.
- Pichard, A. (2010). *Développement de faisceaux d'ions radioactifs pour le projet SPIRAL 2*. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie.
- Polikanov, S. et Sletten, G. (1970). Spontaneously fissioning isomers in U, Pu, Am and Cm isotopes. *Nuclear Physics A*, 151(3):656 – 672.
- Pommé, S., Jacobs, E., Persyn, K., Frenne, D. D., Govaert, K. et Yoneama, M.-L. (1993). Excitation energy dependence of charge odd-even effects in the fission of  $^{238}\text{U}$  close to the fission barrier. *Nuclear Physics A*, 560(2):689 – 714.
- Pomorski, K. et Dudek, J. (2003). Nuclear liquid-drop model and surface-curvature effects. *Phys. Rev. C*, 67:044316.
- Povh, B., Rith, K. et Scholz, C. (2008). *Particles and Nuclei : An Introduction to the Physical Concepts*. Springer.
- Pullanhiotan, S., Rejmund, M., Navin, A., Mittig, W. et Bhattacharyya, S. (2008). Performance of VAMOS for reactions near the Coulomb barrier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3):343 – 352.
- Quade, U., Rudolph, K., Skorka, S., Armbruster, P., Clerc, H.-G., Lang, W., Mutterer, M., Schmitt, C., Theobald, J., Gönnerwein, F., Pannicke, J., Schrader, H., Siegert, G. et Engelhardt, D. (1988). Nuclide yields of light fission products from thermal-neutron induced fission of  $^{233}\text{U}$  at different kinetic energies. *Nuclear Physics A*, 487(1):1 – 36.
- Ragnarsson, I. et Sheline, R. K. (1984). Systematics of nuclear deformations. *Physica Scripta*, 29:385 – 401.
- Reisdorf, W., Unik, J., Griffin, H. et Glendenin, L. (1971). Fission fragment K x-ray emission and nuclear charge distribution for thermal neutron fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . *Nuclear Physics A*, 177(2):337 – 378.
- Rejmund, M. (2008). private communications.
- Rochman, D., Faust, H., Tsekhanovich, I., Gönnerwein, F., Storrer, F., Oberstedt, S. et Sokolov, V. (2002). Isotopic yields from the reaction  $^{245}\text{Cm}(\text{nth}, \text{f})$  at the lohengrin mass-separator. *Nuclear Physics A*, 710(1-2):3 – 28.
- Rubehn, T., Jing, K. X., Moretto, L. G., Phair, L., Tso, K. et Wozniak, G. J. (1996). Scaling laws in  $^3\text{He}$  induced nuclear fission. *Phys. Rev. C*, 54:3062–3067.
- Sala, S. (1995). *Réduction de la radiotoxicité des déchets nucléaires à vie longues : étude théorique et stratégique de la transmutation des actinides mineurs et des produits de fission dans les réacteurs électronucléaires*. Thèse de doctorat, Université de Provence.



- Savajols, H. (2003). VAMOS : A variable mode high acceptance spectrometer for identifying reaction products induced by SPIRAL beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204(0):146 – 153. 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- Schiwietz, G. et Grande, P. (2001). Improved charge-state formulas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 175–177(0):125 – 131.
- Schmidt, K.-H. (2009). private communications.
- Schmidt, K.-H. et Jurado, B. (2010a). Entropy driven excitation energy sorting in superfluid fission dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 104:212501.
- Schmidt, K.-H. et Jurado, B. (2010b). General model description of fission observables. Rapport technique, CENBG, CNRS/IN2P3.
- Schmidt, K.-H., Kelić, A. et Ricciardi, M. V. (2008). Experimental evidence for the separability of compound-nucleus and fragment properties in fission. *EPL*, 83(3):32001.
- Schmidt, K.-H., Steinhäuser, S., Böckstiegel, C., Grewe, A., Heinz, A., Junghans, A., Benlliure, J., Clerc, H.-G., de Jong, M., Müller, J., Pfützner, M. et Voss, B. (2000). Relativistic radioactive beams : A new access to nuclear-fission studies. *Nuclear Physics A*, 665(3–4):221 – 267.
- Schmitt, C., Guessous, A., Bocquet, J. P., Clerc, H. G., Brissot, R., Engelhardt, D., Faust, H. R., Gönnerwein, F., Mutterer, M., Nifenecker, H., Pannicke, J., Ristori, C. et Theobald, J. P. (1984). Fission yields at different fission-product kinetic energies for thermal-neutron-induced fission of  $^{239}\text{Pu}$ . *Nuclear Physics A*, 430(1):21 – 60.
- Shima, K., Nakagawa, E., Kakita, T., Yamanouchi, M., Awaya, Y., Kambara, T., Mizogawa, T. et Kanai, Y. (1988). Projectile atomic number dependence of equilibrium charge states for 1 and 2 MeV/u ions passing through a carbon foil. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 33(1–4):212 – 215.
- Shrivastava, A., Caamaño, M., Rejmund, M., Navin, A., Rejmund, F., Schmidt, K. H., Lemasson, A., Schmitt, C., Gaudefroy, L., Sieja, K., Audouin, L., Bacri, C. O., Barreau, G., Benlliure, J., Casarejos, E., Derkx, X., Fernández-Domínguez, B., Golabek, C., Jurado, B., Roger, T. et Taieb, J. (2009). Prompt  $\gamma$ -ray spectroscopy of isotopically identified fission fragments. *Phys. Rev. C*, 80(5):051305.
- Singh, B., Zywna, R. et Firestone, R. B. (2002). Table of superdeformed nuclear bands and fission isomers : Third edition (october 2002). *Nuclear Data Sheets*, 97(2):241 – 592.
- Sonzogni, A. (2011). National nuclear data center. <http://www.nndc.bnl.gov/chart>.
- Souliotis, G. A., Loveland, W., Zyromski, K. E., Wozniak, G. J., Morrissey, D. J., Liljenzin, J. O. et Aleklett, K. (1997). Production of neutron-rich nuclides and radioactive beams by intermediate energy  $^{238}\text{U}$  fission. *Phys. Rev. C*, 55:R2146–R2149.
- Strutinsky, V. M. (1967). Shell effects in nuclear masses and deformation energies. *Nuclear Physics A*, 95(2):420 – 442.

- Strutinsky, V. M. (1968). "Shells" in deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 122(1):1 – 33.
- Swiatecki, W. J. (1981). The dynamics of nuclear coalescence or reseparation. *Physica Scripta*, 24(1B):113 – 122.
- Talou, P., Becker, B., Kawano, T., Chadwick, M. B. et Danon, Y. (2011). Advanced monte carlo modeling of prompt fission neutrons for thermal and fast neutron-induced fission reactions on  $^{239}\text{Pu}$ . *Phys. Rev. C*, 83:064612.
- Tarasov, O. (2010). "Private communication".
- Tarasov, O. et Bazin, D. (2008). Lise++ : Radioactive beam production with in-flight separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19–20):4657 – 4664.
- Tarasov, O. et Villari, A. (2008). Fusion-fission is a new reaction mechanism to produce exotic radioactive beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19-20):4670 – 4673. Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- Terrell, J. (1962). Neutron yields from individual fission fragments. *Phys. Rev.*, 127:880–904.
- Töke, J., Bock, R., Dai, G., Gobbi, A., Gralla, S., Hildenbrand, K., Kuzminski, J., Müller, W., Olmi, A., Stelzer, H., Back, B. et Bjørnholm, S. (1985). Quasi-fission — the mass-drift mode in heavy-ion reactions. *Nuclear Physics A*, 440(2):327 – 365.
- Töke, J., Bock, R., Guang-xi, D., Gobbi, A., Gralla, S., Hildenbrand, K., Kuźminski, J., Müller, W., Olmi, A., Reisdorf, W., Bjørnholm, S. et Back, B. (1984). Compound nucleus fission and quasi-fission in reactions of  $^{238}\text{U}$  with  $^{16}\text{O}$  and  $^{27}\text{Al}$ . *Physics Letters B*, 142:258 – 262.
- Tracy, B. L., Chaumont, J., Klapisch, R., Nitschke, J. M., Poskanzer, A. M., Roeckl, E. et Thibault, C. (1972). Rb and cs isotopic cross sections from 40-60-mev-proton fission of  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , and  $^{235}\text{U}$ . *Phys. Rev. C*, 5:222–234.
- Tsekhanovich, I., Denschlag, H.-O., Davi, M., Büyükmumcu, Z., Gönnerwein, F., Oberstedt, S. et Faust, H. (2001). Mass and charge distributions in the very asymmetric mass region of the neutron induced fission of  $^{238}\text{Np}$ . *Nuclear Physics A*, 688(3–4):633 – 658.
- Unik, J. P., Gindler, J. E., Glendenin, L. E., Flynn, K. F., Gorski, A. et Sjöblom, R. K. (1974). Fragment mass and kinetic energy distributions for fissioning systems ranging from mass 230 to 256. *Proc. Symp. Phys. Chem. Fission, Rochester 1973, IAEA Vienna*, 2:19.
- Valentin, L. (1989). *Noyaux et particules : modèles et symétries*. Collection Enseignement des sciences. Hermann.
- Vandenbosch, R., Warhanek, H. et Huizenga, J. R. (1961). Fission fragment anisotropy and pairing effects on nuclear structure. *Phys. Rev.*, 124:846–853.
- Wagemans, C. (1991). *The Nuclear Fission Process*. CRC Press ; 1e édition.
- Wahl, A. C., Ferguson, R. L., Nethaway, D. R., Troutner, D. E. et Wolfsberg, K. (1962). Nuclear-charge distribution in low-energy fission. *Phys. Rev.*, 126:1112–1127.

- Weisskopf, V. et Wigner, E. (1930). Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 63:54 – 73. 10.1007/BF01336768.
- Weizsäcker, C. F. v. (1935). Zur Theorie der Kernmassen. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 96:431 – 458. 10.1007/BF01337700.
- Wilcke, W., Birkelund, J., Wollersheim, H., Hoover, A., Huizenga, J., Schröder, W. et Tubbs, L. (1980). Reaction parameters for heavy-ion collisions. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 25(5–6):389 – 619.
- Wilkins, B. D., Steinberg, E. P. et Chasman, R. R. (1976). Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects. *Phys. Rev. C*, 14(5):1832–1863.
- Wilson, F. L. (1968). Fermi's theory of beta decay. *American Journal of Physics*, 36(12):1150 – 1160.

# Table des figures

1.1	Énergie de liaison par nucléon $B/A$ en fonction de la masse des noyaux stables $A$ (masse impaire uniquement). Les données expérimentales sont représentées par les points noirs et la courbe représente la prédiction de la formule 1.1. Issu de [Bohr et Mottelson, 1969]. . . . .	5
1.2	Représentation des déformations quadrupolaire ( $\lambda=2$ ), octupolaire ( $\lambda=3$ ) et hexadécapolaire ( $\lambda=4$ ). Issu de [Hill et Wheeler, 1953]. . . . .	6
1.3	(a) Représentation schématique de l'évolution des contours de l'énergie potentielle en fonction des paramètres de déformation quadrupolaire ( $a_{20}$ ) et hexadécapolaire ( $a_{40}$ ). (b) Évolution de l'énergie potentielle avec la déformation le long du chemin où l'énergie potentielle est minimale (représenté en pointillé sur la figure (a)). Issu de [Bjørnholm et Lynn, 1980]. . . . .	8
1.4	Diagramme de Nilsson représentant l'énergie de particules individuelles des neutrons en fonction de la déformation quadrupolaire. Issu de [Singh <i>et al.</i> , 2002]. . . . .	9
1.5	Diagramme de Nilsson représentant l'énergie de particules individuelles des protons en fonction de la déformation quadrupolaire. Issu de [Singh <i>et al.</i> , 2002]. . . . .	10
1.6	La partie supérieure de la figure présente l'évolution de l'énergie potentielle du $^{240}\text{Pu}$ en fonction de sa déformation quadrupolaire axiale $a_{20}$ . La courbe en pointillé présente l'énergie potentielle dans le cas d'une goutte liquide pure et la courbe en trait plein l'évolution de l'énergie potentielle lorsque l'on tient compte des corrections de couches. La partie inférieure présente l'évolution au point selle de l'énergie potentielle du $^{240}\text{Pu}$ avec la déformation asymétrique $a_{30}$ pour une goutte liquide pure (pointillé) et corrigée de la structure en couches (trait plein). Issu de [Nix, 1972]. . . . .	11
1.7	Comparaison des distributions isobariques obtenues par les calculs de Wilkins (trait pointillé) et les mesures expérimentales (trait plein) pour des noyaux fissionnants de $^{227}\text{Ra}$ (a), d' $^{236}\text{U}$ (b) et de $^{252}\text{Cf}$ (c). Issu de [Wilkins <i>et al.</i> , 1976]. . . . .	13
1.8	Distribution en masse des fragments de fission pour différents systèmes fissionnants allant du $^{230}\text{Th}$ à l' $^{255}\text{Es}$ . Toutes les fissions sont induites par neutron thermique. Issu de [Unik <i>et al.</i> , 1974]. . . . .	15
1.9	Valeur moyenne de la distribution en masse des produits de fission léger et lourd en fonction de la masse du noyau fissionnant. Issu de [Flynn <i>et al.</i> , 1972].	16
1.10	Corrections de couches calculées en fonction de la déformation $\beta$ et du nombre de neutrons (gauche), de protons (droite). Issu de [Wilkins <i>et al.</i> , 1976]. . . .	16

1.11	Valeur moyenne de la distribution en numéro atomique (partie supérieure) et du nombre de neutrons (partie inférieure) pour l'ensemble de noyaux fissionnants où une distribution asymétrique a été observée. Issu de [Schmidt <i>et al.</i> , 2000]. . . . .	17
1.12	Évolution de la température nucléaire en fonction de la masse du noyau. Les données expérimentales sont en rouge et la courbe d'ajustement en bleu. Issu de [Kawano <i>et al.</i> , 2006]. . . . .	18
1.13	Nombre moyen de neutrons émis par les fragments de fission issus de la réaction $^{237}\text{Np}(n,f)$ pour deux énergies de bombardement différentes (0,8 (en bleu) et 5,55 MeV (en rouge)). Issu de [Naqvi <i>et al.</i> , 1986]. . . . .	18
1.14	Représentation schématique du processus de production des noyaux lourds riches en neutrons à SPIRAL 2. . . . .	21
1.15	Illustration schématique des chemins suivis par les principaux processus astrophysiques expliquant la nucléosynthèse stellaire. . . . .	22
2.1	Distributions isotopiques des fragments de la fission du $^{245}\text{Cm}$ induite par neutron thermique. Les rendements isotopiques sont obtenus uniquement pour les fragments légers ( $30 < Z < 47$ ). Issu de [Rochman <i>et al.</i> , 2002 ; Friedrichs, 1998]. . . . .	26
2.2	Rendements isotopiques mesurés sur le spectromètre de masse Lohengrin pour la réaction $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ (les incertitudes données sont les incertitudes totales). Issu de [Bail, 2009]. . . . .	27
2.3	Évolution de l'état de charge moyen $\bar{q}$ avec le numéro atomique de la particule $Z_1$ pour différentes énergies à partir du modèle de Baron [Baron <i>et al.</i> , 1993]. Les données de Shima (points noirs) [Shima <i>et al.</i> , 1988] ont été superposées pour comparaison. . . . .	28
2.4	Évolution de la largeur de la distribution en état de charge pour différents numéros atomiques et différentes énergies. Le décrochage observé à $Z=54$ correspond à un changement de traitement des noyaux avec un grand numéro atomique afin de mieux reproduire les largeurs expérimentales. . . . .	29
2.5	Évolution de la résolution des distributions en charge à relativement basse énergie (a) et à des énergies relativistes (b). . . . .	29
2.6	Illustration schématique du parcours suivi par 5 états de charge différents de noyau ayant une masse et une vitesse identiques. La particule avec l'état de charge $q$ correspond à la trajectoire centrale. Les particules possédant un état de charge plus petit et donc une rigidité magnétique plus grande sont moins déviées tandis que les particules avec une rigidité magnétique plus petite (et donc un état de charge plus élevé) sont davantage déviées. Issu de [Kettunen, 2003]. . . . .	30
2.7	Sections efficaces de différentes voies de transfert en fonction de l'énergie incidente du faisceau dans le référentiel du laboratoire pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ . Issu de [Biswas <i>et al.</i> , 1997]. . . . .	32
2.8	Représentation schématique de la trajectoire d'effleurement (2) en comparaison avec la trajectoire qui conduit à la formation d'un noyau composé par fusion (1). Adapté de [Valentin, 1989]. . . . .	33
2.9	Illustration schématique de trois types de réactions binaires différentes pouvant avoir lieu dans des collisions d'ions lourds [Tōke <i>et al.</i> , 1985]. . . . .	34
2.10	Représentation schématique d'une réaction de transfert. . . . .	35

2.11	Représentation schématique de la focalisation vers l'avant des fragments de fission dans le référentiel du laboratoire. Le fragment de fission léger est associé à la couleur rouge et le lourd à la couleur bleue. Les traits pleins représentent les quantités (vecteurs vitesse, angles azimutaux) dans le référentiel du laboratoire tandis que les traits pointillés, ces mêmes quantités dans le référentiel du noyau fissionnant. . . . .	38
2.12	Distribution angulaire des fragments de fission issus de la fission du $^{250}\text{Cf}$ obtenue à partir d'une simulation. . . . .	38
2.13	Dispositif expérimental de l'expérience e516. . . . .	39
2.14	Description schématique du détecteur SPIDER. Issu de [Derkx, 2010]. . . . .	39
2.15	Définition du repère et illustration de la segmentation de SPIDER. Différentes parties d'un détecteur sont représentées par différentes couleurs : les éléments en noir ont tous la même valeur pour l'angle polaire $\theta$ , ceux en rouge possèdent la même valeur pour l'angle azimutal $\varphi$ . Issu de [Derkx, 2010]. . . . .	40
2.16	Simulation montrant l'évolution de la rigidité magnétique $B\rho$ d'un fragment de fission lourd ( $^{136}\text{Xe}$ ) et d'un léger ( $^{104}\text{Zr}$ ) en fonction de leur angle d'émission dans le référentiel du laboratoire $\theta_{\text{lab}}$ . Les traits de couleur représentent les acceptances angulaires et en rigidité magnétique réelles pour différents réglages de $B$ (chaque couleur représente une valeur de $B$ ). L'acceptance angulaire varie d'environ $13^\circ$ à $27^\circ$ ( $20^\circ \pm 7^\circ$ ) et l'acceptance en rigidité magnétique d'environ 5% autour de $B\rho_0$ . . . . .	41
2.17	Ensemble de détection associé au spectromètre VAMOS. . . . .	42
2.18	Spectre en masse (issue de l'énergie) expérimental pour $Z=32$ . . . . .	43
2.19	Dispositif expérimental de l'expérience e547. . . . .	45
2.20	Simulation montrant l'évolution de la rigidité magnétique $B\rho$ d'un fragment de fission lourd ( $_{54}\text{Xe}$ ) et d'un léger ( $_{40}\text{Zr}$ ) en fonction de leur angle d'émission dans le référentiel du laboratoire $\theta_{\text{lab}}$ . Les deux traits rouges délimitent l'acceptance du séparateur LISE. . . . .	46
2.21	Représentation de la sphère de fission d'un fragment de fission. L'acceptance angulaire du séparateur LISE est représentée schématiquement par la zone entourée de noir. . . . .	47
3.1	Distribution en état de charge pour l'ensemble des données expérimentales. . . . .	50
3.2	Évolution de l'état de charge $q$ en fonction de la vitesse de la particule dans le laboratoire $v$ . Quatre sélections sont représentées : $q=35$ (en rouge), $q=36$ (en bleu), $q=37$ (en violet) et $q=38$ (en noir). . . . .	51
3.3	Évolution de l'état de charge $q$ en fonction de la masse issue de l'énergie $A_E$ . Nous avons tracé les sélections correspondant à $q=33$ (en rouge) et $q=34$ (en noir). Le contour en pointillé bleu correspond aux événements correspondant à la condition $q=34$ de la première sélection (voir la figure 3.2). Un mélange d'états de charge est alors visible. . . . .	51
3.4	Masse issue de l'énergie $A_E$ en fonction du rapport $A/q$ . Tous les événements inclus dans la sélection noire possèdent le même état de charge. . . . .	52
3.5	Évolution de la masse des produits de fission en fonction de leur vitesse dans le référentiel du laboratoire. . . . .	53
3.6	Évolution de la masse non étalonnée avec le temps pour une région comprise entre $A=112$ et $116$ . . . . .	54

3.7	La recherche automatique de pics est moins aisée dans des spectres avec peu de statistiques comme pour le run 330 (a) que pour ceux, comme le run 385 (b), avec beaucoup plus d'événements. Un zoom a été effectué entre $A=115$ et 130 afin de rendre la figure plus claire. . . . .	55
3.8	À gauche : courbe brute obtenue directement après la recherche des centroïdes pour le run 330. À droite : courbe obtenue après vérification manuelle de tous les points pour le run 330. . . . .	55
3.9	Distribution en masse de l'élément Sn. La statistique correspond à l'ensemble de l'expérience. . . . .	56
3.10	Évolution de la perte d'énergie $\Delta E$ en fonction de l'énergie résiduelle $E_{rés}$ mesurée dans le mur de siliciums. Les noyaux possédant un même numéro atomique se regroupent le long d'une même ligne. La zone entourée de bleu correspond aux pertes d'énergie les plus importantes tandis que celle entourée de rouge aux pertes d'énergie modérées. Une coupure en énergie résiduelle a été appliquée afin de supprimer les événements situés dans le pic de Bragg (voir le texte pour les explications). . . . .	57
3.11	Évolution du remplissage des couches électroniques avec le nombre d'électrons. . . . .	59
3.12	Évolution de la correction de l'état de charge en fonction du degré de remplissage d'une couche électronique. . . . .	59
3.13	Les lignes rouges correspondent aux tentatives d'ajustement pour chaque numéro atomique. Les points noirs correspondent aux crêtes des lignes de perte d'énergie. . . . .	61
3.14	Valeurs que prennent les paramètres <b>EOFFS</b> (a) et <b>DEOFFS</b> (b) pour chaque valeur de $Z$ . On fixe la valeur de ces deux paramètres par une valeur moyenne. . . . .	62
3.15	Évolution des différents paramètres suite à la définition des précédents. Dans l'ordre, nous avons fixé <b>SHELLEXP</b> , les offsets <b>EOFFS</b> et <b>DEOFFS</b> (voir figure 3.14), <b>SHELLFAC</b> , <b>CE</b> (en haut à gauche), <b>Vexp</b> (en haut à droite), <b>CDE</b> (en bas à gauche) et enfin <b>DEFAC</b> (en bas à droite). . . . .	63
3.16	Ajustement que l'on obtient avec le jeu de paramètres final. Les courbes rouges indiquent le résultat du calcul du modèle pour des $Z$ allant de 34 à 60. Les runs 295 à 412 sont utilisés. . . . .	64
3.17	Distribution en numéro atomique pour la première partie de l'expérience (runs 295 à 359) en rouge et pour la fin de l'expérience (runs 377 à 412) en noir. Globalement, la perte d'énergie a bougé entre le début et la fin de l'expérience. . . . .	64
3.18	Spectre en $Z$ pour l'ensemble de l'expérience (runs 295 à 412) soit environ 16 millions d'événements. . . . .	65
3.19	Évolution de la charge $Z$ en fonction de la masse expérimentale $A$ pour l'ensemble de l'expérience (runs 295 à 412) soit environ 16 millions d'événements pour différentes régions. . . . .	65
3.20	Évolution de $Z$ en fonction de l'énergie $E$ pour l'ensemble de l'expérience (runs 295 à 412) soit environ 16 millions d'événements. . . . .	66
3.21	Visualisation des sélections correspondant à $Z=38$ (en rouge), à $Z=39$ (en vert), à $Z=40$ (en noir) et à $Z=41$ (en mauve) sur un histogramme représentant la perte d'énergie $\Delta E$ en fonction de l'énergie résiduelle d'un ion $E_{rés}$ . Une coupure pour $E_{rés} < 40$ MeV a été appliquée afin de supprimer les événements présents dans le pic de Bragg. . . . .	67

3.22	La sélection des événements correspondant à $Z=40$ est représentée en noir et le graphe associé en rouge sur un histogramme représentant la perte d'énergie $\Delta E$ en fonction de l'énergie résiduelle d'un ion $E_{\text{rés}}$ . Voir le texte pour les explications. . . . .	68
3.23	Les droites noire et rouge représentent deux graphes associés à deux $Z$ consécutifs. Elles se coupent volontairement pour rendre le dessin plus clair même si ce n'est pas le cas dans la réalité. Le point A correspond à un événement qui a une perte d'énergie et une énergie qui le placent entre deux $Z$ . Les droites (BA) et (CA) correspondent respectivement aux droites perpendiculaires à la droite associée au $Z$ inférieur (en rouge) et à celle associée au $Z$ supérieur (en noir). Enfin, la droite (DE) est une droite perpendiculaire à (BC) et passant par A. . . . .	69
3.24	Distribution en numéro atomique obtenue avec les deux méthodes pour l'ensemble de l'expérience : en rouge, la méthode reposant sur le modèle présenté dans la section 3.1.3 et en noir la méthode qui utilise des contours présentée dans cette section. . . . .	69
3.25	Représentation des angles associés au noyau (en rouge) ainsi qu'au rayon $\gamma$ qu'il émet (en bleu). L'angle $\alpha$ représente l'angle entre le noyau et le rayon $\gamma$ . . . . .	71
3.26	Spectres gamma obtenus pour les noyaux de $^{104}_{42}\text{Mo}$ . La correction de l'effet Doppler joue un rôle important pour obtenir des spectres gamma de bonne qualité ; cela réduit le bruit de fond et augmente la résolution des pics. . . . .	71
3.27	Répartition des fragments de fission dans la région $Z = 40 - 50$ . Les noyaux de $^{100}_{40}\text{Zr}$ sont entourés en noir, ceux de $^{110}_{44}\text{Ru}$ en rouge et ceux de $^{118}_{48}\text{Cd}$ en bleu. . . . .	72
3.28	Spectre en énergie des rayons $\gamma$ corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de $^{100}_{40}\text{Zr}$ et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV. . . . .	72
3.29	Spectre en énergie des rayons $\gamma$ corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de $^{110}_{44}\text{Ru}$ et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV. . . . .	73
3.30	Spectre en énergie des rayons $\gamma$ corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de $^{118}_{48}\text{Cd}$ et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV. . . . .	73
3.31	Spectre en énergie des rayons $\gamma$ corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de $^{88}_{36}\text{Kr}$ et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV. . . . .	74
3.32	Répartition des fragments de fission dans la région $Z \approx 60$ . Les noyaux de $^{144}_{58}\text{Ce}$ sont entourés en noir, ceux de $^{148}_{60}\text{Ce}$ en rouge et ceux de $^{150}_{60}\text{Ce}$ en bleu. . . . .	74
3.33	Spectre en énergie des rayons $\gamma$ corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de $^{144}_{58}\text{Ce}$ et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV. . . . .	75
3.34	Spectre en énergie des rayons $\gamma$ corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de $^{148}_{60}\text{Nd}$ et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV. . . . .	75
3.35	Spectre en énergie des rayons $\gamma$ corrigé de l'effet Doppler associé aux noyaux de $^{150}_{60}\text{Nd}$ et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV. . . . .	75



3.36	Évolution de la masse avec le nombre d'événements pour $Z=40$ . Le décrochage observé autour de l'événement 10 millions correspond à une erreur d'une unité sur la masse. Voir le texte pour les explications. . . . .	76
3.37	Distributions en numéro atomique et en masse des produits de fission typiques que l'on a obtenus sur l'ensemble de l'expérience. . . . .	76
3.38	Isotopes produits dans la fission du $^{250}\text{Cf}$ (haut) et du $^{240}\text{Pu}$ (bas). Les carrés noirs représentent les noyaux stables. Les nombres magiques correspondant à cette région sont tracés (28, 50 et 82) ainsi que la limite des noyaux connus. .	77
3.39	Évolution de la perte d'énergie $\Delta E$ en fonction de l'énergie totale $E_{\text{tot}}$ des noyaux de recul de la cible pour le cas où une particule est détectée en coïncidence dans VAMOS. . . . .	78
3.40	Spectres en énergie d'excitation pour la voie neptunium (a) et la voie plutonium (b). . . . .	81
3.41	Distribution en vitesse de l'ensemble des actinides. Le pic à $v_{\text{Act}}=3,302$ cm/ns correspond aux noyaux de $^{250}\text{Cf}$ formés par fusion. Le reste de la distribution correspond aux événements de transfert. La statistique correspond à l'ensemble de l'expérience. . . . .	84
3.42	Distribution en vitesse des fragments de fission du $^{239}\text{Np}$ (a), du $^{240}\text{Pu}$ (b) et du $^{250}\text{Cf}$ (c) dans le référentiel du noyau fissionnant. . . . .	84
3.43	Représentation schématique de la sphère de fission (en rouge). Les données expérimentales issues de la fission du $^{250}\text{Cf}$ ont été superposées. Les coupures liées à l'acceptance en $\theta$ du spectromètre sont bien visibles sur les données et sont représentées en traits pointillés roses. L'acceptance en $B\rho$ est représentée par la zone entre deux arcs de cercle verts. . . . .	85
3.44	Acceptance de VAMOS dans l'espace de phase $(\theta_v, \delta)$ pour $\varphi=0$ mrad. Le trait rouge délimite l'acceptance qui a été calculée [Pullanhiotan <i>et al.</i> , 2008].	86
3.45	Détermination de l'acceptance en $\varphi_{\text{lab}}$ de VAMOS. . . . .	87
3.46	Évolution de $f_\varphi$ avec $\theta_{\text{lab}}$ pour $\delta = 1 \pm 0,0005$ . . . . .	87
3.47	Distribution en $\cos(\theta_{\text{fiss}})$ des ions de $^{122}\text{Sn}^{40+}$ produits par la fission du $^{250}\text{Cf}$ pour les différents réglages de champ magnétique. Les spectres correspondant à chaque réglage sont normalisés à l'intensité du faisceau et les événements sont normalisés par l'acceptance en $\varphi_{\text{lab}}$ . . . . .	88
3.48	Distribution angulaire de chaque état de charge des noyaux de $^{122}\text{Sn}$ produits par la fission du $^{250}\text{Cf}$ . L'écart entre la coupure calculée et la limite de la distribution angulaire observée pour les états de charge les plus petits provient de l'arrêt des ions dans la chambre à ionisation. . . . .	89
3.49	Cinématique des différents états de charge du $^{122}\text{Sn}$ . L'état de charge le plus petit ( $q=32$ ) correspond aux valeurs de $B\rho$ les plus grandes et l'état de charge le plus grand ( $q=45$ ) aux valeurs les plus petites. La partie verte représente les angles avant de la distribution et la bleue les angles arrière. Les traits rouges représentent les limites de l'acceptance que nous avons observées expérimentalement. Les points noirs représentent les angles avant et arrière déterminant les limites de l'acceptance pour l'ion $^{122}\text{Sn}^{32+}$ . . . . .	90
3.50	Évolution de l'angle $\theta$ dans le référentiel du laboratoire de l'ion $^{122}\text{Sn}^{32+}$ en fonction de $\cos(\theta_{\text{fiss}})$ (en noir). Les coupures induites par l'acceptance des angles avant et arrière sont également présentées respectivement en vert et bleu. . . . .	90
3.51	Largeur de la distribution en $v_{\text{fiss}}$ pour le $^{122}\text{Sn}$ . . . . .	91

3.52	Distribution angulaire des noyaux de $^{122}\text{Sn}$ issus de la fission du $^{250}\text{Cf}$ . Trois distributions provenant des états de charge $q=35$ (en vert), $q=40$ (en bleu) et $q=45$ (en mauve) sont également affichées. . . . .	91
3.53	Distributions isotopiques de l'ensemble des éléments issus de la fission du $^{250}\text{Cf}$ . Chaque couleur représente un élément chimique de $Z=30$ à $64$ . L'ensemble des rendements est normalisé à $200$ . . . . .	92
3.54	Comparaison de différents modèles de distributions en état de charge aux données expérimentales (points noirs) [Jacquot, 2012]. Le modèle de Schiwietz est en vert, celui de Nikolaev en bleu et celui de Baron en rouge. . . . .	95
3.55	Évolution de l'épaisseur d'équilibre $T_d$ pour un gaz de $N_2$ en fonction de l'énergie de différents ions $E$ (de $Z=1$ à $92$ ). Les traits en pointillé permettent de représenter l'épaisseur d'équilibre correspondant à l'énergie moyenne des ions que nous avons mesurée ( $6,1$ A MeV). Issu de [Dmitriev <i>et al.</i> , 1986]. . . . .	96
3.56	Distribution angulaire du $^{124}\text{Sn}$ . $W_0$ vaut $0,3744$ . . . . .	97
3.57	Estimation de la partie manquante des distributions angulaires de chaque état de charge du $^{124}\text{Sn}$ . Le décalage utilisé est $\bar{q}_{\text{offset}} = -0,825$ . . . . .	97
4.1	Dispositif expérimental de l'expérience e547. . . . .	99
4.2	Montage électronique permettant la mesure de la position $x$ à l'aide d'une galette de microcanaux. . . . .	100
4.3	Positions des fentes en fonction du numéro de canal correspondant à l'amplitude moyenne pour la Galette31. Les barres d'erreur horizontales correspondent à la largeur de la distribution tandis que les verticales représentent la largeur de l'ouverture de la fente. . . . .	101
4.4	Répartition des impacts des fragments de fission sur la Galette31. Les deux traits en pointillé représentent les limites physiques du détecteur. . . . .	101
4.5	Distribution en rigidité magnétique des produits de fission pour les réglages $B\rho_0 = 1,8$ T.m (a) et $B\rho_0 = 2,1$ T.m (b). La cible de carbone de $15$ mg/cm <sup>2</sup> d'épaisseur est utilisée dans les deux cas. . . . .	103
4.6	Distribution en état de charge (haut) et en masse (bas) pour l'ensemble des données obtenues avec la cible de carbone de $15$ mg/cm <sup>2</sup> . Les données ne sont pas normalisées. . . . .	104
4.7	Évolution de la perte d'énergie $\Delta E$ avec le temps de vol $t$ pour l'ensemble de l'expérience (toutes cibles confondues). . . . .	105
4.8	Évolution des paramètres $a$ et $b$ de l'équation 4.6 avec le numéro atomique. . . . .	105
4.9	Distribution en numéro atomique pour l'ensemble de l'expérience (toutes cibles confondues). . . . .	106
4.10	Étalonnage du premier cristal du premier détecteur germanium à partir d'une source d' $^{152}\text{Eu}$ . . . . .	106
4.11	Montage électronique associé à chaque cristal des détecteurs germanium. . . . .	107
4.12	Spectre en énergie des rayons $\gamma$ associés aux noyaux de $^{128}_{52}\text{Te}$ et le schéma de niveaux correspondant issu de [Sonzogni, 2011]. Les énergies sur le schéma de niveaux sont exprimées en keV. . . . .	107
4.13	Isotopes produits avec la cible de carbone de $15$ mg/cm <sup>2</sup> (haut) et de béryllium de $15$ mg/cm <sup>2</sup> (bas). Les carrés vides représentent les noyaux stables. Les nombres magiques correspondant à cette région sont tracés ( $28$ , $50$ et $82$ ) ainsi que la limite des noyaux connus. . . . .	109

4.14	Simulation de la rigidité magnétique $B\rho$ des fragments de fission en fonction de leur angle $\theta$ dans le référentiel du laboratoire (a) et de leur numéro atomique (b). . . . .	112
4.15	Comparaison de la distribution en état de charge mesurée (en noir) avec celle simulée (en rouge) pour les noyaux de $^{100}_{40}\text{Zr}$ (a) et de $^{120}_{50}\text{Sn}$ (b). . . . .	113
4.16	Rendements en numéro atomique $Y(Z)$ des produits de fission obtenus avec les cibles de $15 \text{ mg/cm}^2$ de carbone (a) et de béryllium (b). . . . .	113
5.1	Rendements relatifs pour chaque élément obtenus dans la fission du $^{250}\text{Cf}$ à $E^*=45 \text{ MeV}$ . Les barres d'erreurs sont inférieures à la taille des points. La somme des rendements est normalisée à 200. . . . .	116
5.2	Rendements en numéro atomique $Y(Z)$ des produits de fission du $^{250}\text{Cf}$ (points noirs). La somme des rendements est normalisée à 200. La distribution prédite par le code GEF dans le cas où le $^{250}\text{Cf}$ a évaporé quelques neutrons avant de fissionner est présentée en rouge (voir les explications dans le texte). . . .	117
5.3	Évolution du rapport $Y(Z)/Y(Z_{\text{fiss}}-Z)$ avec le numéro atomique du produit de fission. L'incertitude issue de la normalisation à l'intensité du faisceau est tracée en pointillé rouge. . . . .	118
5.4	Rendements relatifs en masse $Y(A)$ des produits de fission du $^{250}\text{Cf}$ . La somme des rendements est normalisée à 200. . . . .	119
5.5	Évolution du rapport $\langle N \rangle / Z$ des produits de fission en fonction de leur numéro atomique $Z$ pour les données issues de la fission du $^{250}\text{Cf}$ (en noir) et les prédictions du code GEF (en rouge) en considérant la fission des isotopes du californium du $^{245}\text{Cf}$ au $^{250}\text{Cf}$ de manière équiprobable. . . . .	119
5.6	Évolution de la vitesse d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau fissionnant $v_{\text{fiss}}$ en fonction du nombre de neutrons pour la fission du $^{250}\text{Cf}$ pour les éléments du $_{30}\text{Zn}$ au $_{41}\text{Nb}$ . Les barres d'erreurs correspondent à la largeur de la distribution en vitesse. La courbe rouge correspond à la relation 5.5 avec les paramètres $r_0=1,16 \text{ fm}$ , $\beta_1=\beta_2=0,625$ et $d=2 \text{ fm}$ . . . . .	122
5.7	Évolution de la vitesse d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau fissionnant $v_{\text{fiss}}$ en fonction du nombre de neutrons pour la fission du $^{250}\text{Cf}$ pour les éléments du $_{42}\text{Mo}$ au $_{53}\text{I}$ . Les barres d'erreurs correspondent à la largeur de la distribution en vitesse. La courbe rouge correspond à la relation 5.5 avec les paramètres $r_0=1,16 \text{ fm}$ , $\beta_1=\beta_2=0,625$ et $d=2 \text{ fm}$ . . . . .	123
5.8	Évolution de la vitesse d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau fissionnant $v_{\text{fiss}}$ en fonction du nombre de neutrons pour la fission du $^{250}\text{Cf}$ pour les éléments du $_{54}\text{Xe}$ au $_{64}\text{Gd}$ . Les barres d'erreurs correspondent à la largeur de la distribution en vitesse. La courbe rouge correspond à la relation 5.5 avec les paramètres $r_0=1,16 \text{ fm}$ , $\beta_1=\beta_2=0,625$ et $d=2 \text{ fm}$ . . . . .	124
5.9	Évolution de la vitesse des résidus de fission mesurée dans la réaction $^{238}\text{U}(1\text{A GeV}) + d$ (points) comparée aux valeurs calculées avec une relation similaire à 5.5. Les calculs ont été effectués pour les noyaux fissionnants suivants : $_{92}\text{U}$ (trait plein), $_{88}\text{Ra}$ (tirets), $_{80}\text{Hg}$ (pointillés) et $_{75}\text{Re}$ (traits et points). Issu de [Pereira <i>et al.</i> , 2007]. La vitesse obtenue dans notre expérience pour le xénon est présentée à côté pour faciliter la comparaison. . . . .	125

5.10	Évolution de la vitesse moyenne d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau fissionnant $\langle v_{fiss} \rangle$ en fonction du numéro atomique des fragments pour la fission du $^{250}\text{Cf}$ (en noir). Les barres d'erreurs affichées tiennent compte de la largeur des distributions en vitesse des différents isotopes produits pour un élément donné. Les données en rond vide proviennent de la réaction de spallation $^{238}\text{U}$ (1A GeV) + d [Pereira, 2004]. La courbe rouge correspond à la relation 5.5 avec les paramètres $r_0=1,16$ fm, $\beta_1=\beta_2=0,625$ et $d=2$ fm. . . . .	126
5.11	Évolution de la largeur moyenne $\langle \sigma \rangle$ des distributions en $v_{fiss}$ pour l'ensemble des fragments de fission issus du $^{250}\text{Cf}$ . . . . .	127
5.12	Énergie cinétique totale moyenne $\langle TKE \rangle$ , calculée à partir de la relation 5.7, en fonction du numéro atomique des fragments $Z$ issus de la fission du $^{250}\text{Cf}$ . La courbe rouge représente les valeurs obtenues avec la relation 5.3 avec les paramètres suivant $\beta_1 = \beta_2 = 0,625$ et $d=2$ fm. . . . .	128
5.13	Distribution des produits de fission pour différents systèmes fissionnants à différentes énergies d'excitation. . . . .	129
5.14	Évolution de l'excès de neutrons $\langle N \rangle / Z$ des produits de fission en fonction de leur numéro atomique $Z$ pour différents systèmes fissionnants : $^{238}\text{U}$ (excitation coulombienne) (cercles pleins roses) [Pereira, 2004], $^{240,241}\text{Pu}$ avec $E^* \approx 9$ MeV (triangles bleus clairs), $^{250}\text{Cf}$ à $E^*=45$ MeV (cercles vides verts), $^{247}\text{Cm}$ à $E_{\text{CM}}=164\text{-}208$ MeV (losanges noirs), $^{250}\text{Cf}$ à $E_{\text{CM}}=210\text{-}274$ MeV (astérisques rouges) et $^{238}\text{U}$ (1A GeV) + d (carrés bleus) [Pereira, 2004]. . . .	130
5.15	Évolution de la largeur des distributions du nombre de neutrons avec le numéro atomique des produits de fission pour différents systèmes fissionnants : $^{238}\text{U}$ (excitation coulombienne) (cercles pleins roses) [Pereira, 2004], $^{240,241}\text{Pu}$ avec $E^* \approx 9$ MeV (triangles bleus clairs), $^{250}\text{Cf}$ à $E^*=45$ MeV (cercles vides verts), $^{247}\text{Cm}$ à $E_{\text{CM}}=164\text{-}208$ MeV (losanges noirs), $^{250}\text{Cf}$ à $E_{\text{CM}}=210\text{-}274$ MeV (astérisques rouges) et $^{238}\text{U}$ (1A GeV) + d (carrés bleus) [Pereira, 2004].	133
5.16	Figure du haut : excès de neutrons $\langle N \rangle / Z$ attendu au point de scission pour le $^{240}\text{Pu}$ (courbe en tirets) comparé aux données obtenues dans la fission du $^{240,241}\text{Pu}$ induite par transfert ( $E^* \approx 9$ MeV) (triangles cyans) et dans la fission du $^{250}\text{Cf}$ à $E^*=45$ MeV (cercles vides verts). Figure du bas : différence entre le rapport $\langle N \rangle / Z$ attendu au point de scission et le rapport $\langle N \rangle / Z$ mesuré pour les systèmes de la figure du haut (mêmes symboles et couleurs). . . . .	135
5.17	Déformation moyenne des fragments de fission $\beta$ (symboles $\bullet$ ) calculée pour le système fissionnant $^{252}\text{Cf}$ et comparée avec l'évaporation de neutrons $\bar{\nu}(A)$ mesurée dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ (symboles $\times$ ) [Terrell, 1962]. Adapté de [Wilkins <i>et al.</i> , 1976]. . . . .	135
5.18	Cibles utilisées pendant l'expérience. Un mouvement du faisceau vers la droite de l'ordre de 6 à 7 mm est visible. . . . .	137
5.19	Nombre de coups normalisés enregistrés pour les différents numéros atomiques $Z$ des fragments de fission issus du $^{240,241}\text{Pu}$ dans la partie gauche (en rouge) et droite (bleu) du télescope SPIDER. . . . .	137
5.20	Distributions isotopiques de l'ensemble des éléments issus de la fission du $^{240,241}\text{Pu}$ . Chaque couleur représente un élément chimique de $Z=34$ (en bleu clair) à 60 (en jaune). La somme des rendements est normalisé à 200. . . . .	138

5.21 Rendements relatifs en masse (a) et en numéro atomique (b) des produits de fission du $^{240,241}\text{Pu}$ comparés aux données de Schmitt (en bleu) [Schmitt <i>et al.</i> , 1984] et de Bail (en rouge) [Bail, 2009]. La somme des rendements est normalisée à 200. . . . .	139
5.22 Distributions en masse de la fission de l' $^{236}\text{U}$ (a) et du $^{240,241}\text{Pu}$ (b) à différentes énergies d'excitation. . . . .	139
5.23 Rendements relatifs pour chaque élément obtenus dans la fission du $^{240, 241}\text{Pu}$ à $E^*\approx 9$ MeV. La somme des rendements est normalisée à 200. Les données en couleur proviennent de la fission induite par neutron thermique du $^{239}\text{Pu}$ de Schmitt [Schmitt <i>et al.</i> , 1984] (bleu) et de Bail [Bail <i>et al.</i> , 2011] (rouge). .	141
5.24 Rendements relatifs pour chaque élément obtenus dans la fission du $^{238}\text{U}$ à $E^*\approx 7$ MeV. . . . .	143
5.25 Rendements relatifs pour chaque élément obtenus dans la fission du $^{239}\text{Np}$ à $E^*\approx 6$ MeV. . . . .	144
5.26 Évolution des effets pair-impair locaux $\delta$ en fonction du numéro atomique $Z$ des fragments de fission pour l' $^{238}\text{U}$ ( $E^*\approx 7$ MeV), le $^{239}\text{Np}$ ( $E^*\approx 6$ MeV) et le $^{240}\text{Pu}$ ( $E^*\approx 9$ MeV) (ronds vides). Les données sont comparées à des mesures précédentes (points noirs) issues de [Pommé <i>et al.</i> , 1993 ; Tsekhanovich <i>et al.</i> , 2001 ; Schmitt <i>et al.</i> , 1984]. . . . .	145
5.27 Distributions en neutron de différents systèmes fissionnants : $^{238}\text{U}$ ( $E^*\approx 7$ MeV) (en noir), $^{239}\text{Np}$ ( $E^*\approx 6$ MeV) (en rouge), $^{240,241}\text{Pu}$ (en vert). . . . .	146
5.28 Distributions en proton de différents systèmes fissionnants : $^{238}\text{U}$ ( $E^*\approx 7$ MeV) (en noir), $^{239}\text{Np}$ ( $E^*\approx 6$ MeV) (en rouge), $^{240,241}\text{Pu}$ (en vert). . . . .	147
5.29 Distributions en neutron (a) et en proton (b) de différents systèmes fissionnants : $^{238}\text{U}$ ( $E^*\approx 7$ MeV) (en noir), $^{239}\text{Np}$ ( $E^*\approx 6$ MeV) (en rouge), $^{240}\text{Pu}$ ( $E^*\approx 9$ MeV) (en vert) prédit par le code GEF. . . . .	148
5.30 Positions moyennes des différents modes de fission standard en fonction du nombre de proton (en haut) et de neutron (en bas) pour différents systèmes fissionnants. Le mode standard I est présenté en traits pleins bleus et le mode standard II en traits pointillés rouges. Issu de [Böckstiegel <i>et al.</i> , 2008]. . . .	149

# Liste des tableaux

3.1	Évolution de la valeur de différents paramètres en fonction du nombre d'itérations. . . . .	61
3.2	Estimation des sections efficaces des voies de transfert les plus probables pour la réaction $^{12}\text{C}(^{238}\text{U}, \text{X})$ . Issu de [Derkx, 2010]. . . . .	79
3.3	Nombre de coups issus d'une diffusion élastique du carbone de la cible détectés dans une partie restreinte du E de SPIDER pour les différents réglages du dipôle. Les incertitudes associées aux facteurs de normalisation sont également présentées (voir le texte pour les explications). . . . .	83
3.4	Distributions en état de charge mesurées pour différents noyaux de numéro atomique Z, de masse A et d'énergie E. Le pourcentage de chaque état de charge est affiché dans la colonne %q. Issu de [Jacquot, 2012]. . . . .	94
4.1	Estimation des taux de production du fragment de fission $^{132}\text{Sn}$ pour des valeurs typiques d'intensité et d'énergie du faisceau ainsi que d'épaisseur de cibles pour des réactions $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$ . . . . .	110
5.1	Valeurs moyennes des distributions en proton et en neutron des fragments légers et lourds mesurées pour différents systèmes fissionnants : $^{238}\text{U}$ ( $E^*\approx 7$ MeV), $^{239}\text{Np}$ ( $E^*\approx 6$ MeV), $^{240,241}\text{Pu}$ ( $E^*\approx 9$ MeV). . . . .	147
5.2	Valeurs moyennes des distributions en proton et en neutron des fragments légers et lourds prédites par GEF pour différents systèmes fissionnants : $^{238}\text{U}$ ( $E^*\approx 7$ MeV), $^{239}\text{Np}$ ( $E^*\approx 6$ MeV), $^{240}\text{Pu}$ ( $E^*\approx 9$ MeV). . . . .	148
B.1	Estimation du décalage entre l'état de charge moyen prédit par Baron [Baron <i>et al.</i> , 1993] et l'état de charge moyen réel estimé à partir de distributions angulaires. . . . .	155
C.1	Rendements isotopiques relatifs et leur erreur associée du $^{250}\text{Cf}$ . L'erreur systématique de 10,5% doit également être considérée. . . . .	165
C.2	Rendements isotopiques relatifs et leur erreur associée du $^{240,241}\text{Pu}$ . L'erreur systématique de 10,5% doit également être considérée. . . . .	170
C.3	Rendements isotopiques relatifs et leur erreur associée du système $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$ à $E_{\text{CM}} \approx 240$ MeV. . . . .	178
C.4	Rendements isotopiques relatifs et leur erreur associée du système $^{238}\text{U}+^9\text{Be}$ à $E_{\text{CM}} \approx 185$ MeV. . . . .	187



# Remerciements

La recherche scientifique est un travail collaboratif. Il est en effet très rare de travailler tout seul dans son coin. Ainsi le travail présenté n'aurait pas été possible sans l'aide d'un certain nombre de personnes que je vais maintenant remercier.

Comme il est coutume de le faire, je commencerais par remercier les deux directeurs du GANIL en fonction durant ma thèse, M. Sydney Galès et M. Florent Staley, de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire. Je remercie ensuite le ministère de l'Enseignement supérieur et de la Recherche (et donc les contribuables français) qui a fourni le financement de ma bourse de thèse.

Je remercie ensuite l'ensemble des membres de mon jury de thèse pour le temps qu'ils ont consacré à l'examen de mon travail de thèse. Je remercie donc Christian Beck et Olivier Serot d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. Je tiens également à remercier Francesca Gulminelli d'avoir assuré la présidence de mon jury. Je remercie ensuite Ulli Koester et Karl-Heinz Schmidt d'avoir pris part à la composition de mon jury. Plus particulièrement, je remercie Karl-Heinz Schmidt pour les échanges que j'ai eus avec lui tout au long de ma thèse. Enfin, je finirais par remercier Abdou d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse.

Je dis ensuite un grand merci à Fanny pour m'avoir encadré et formé à la recherche pendant ces trois années. Un grand merci pour sa patience, sa gentillesse, sa disponibilité, ses conseils, son aide et la confiance qu'elle m'a accordée pour mener à bien son projet de recherche. J'ai pris un réel plaisir à travailler avec elle. Un grand merci également à Oleg de m'avoir proposé de travailler avec lui un mois et demi à MSU sur l'analyse d'une expérience. Ce fut une expérience très enrichissante. Merci également à sa bonne humeur.

J'en viens maintenant à remercier les physiciens avec qui j'ai pu interagir au cours de ma thèse : David, Olivier, Jean-Charles, Denis, Manu, Gilles, Piet, John, Éric, les deux Christelle, Maurycy, Navin, Beyhan, Pierre, Hervé, Thomas, Héroïse, François, Julien. Merci à Bertrand pour les discussions qu'on a eues ensemble sur les états de charge.

Merci aux techniciens et personnels sans qui les expériences auxquelles j'ai participé n'auraient pas pu être réalisées. Merci à Bruno, Samuel, Johan, Georges, Charles, Omar, Vincent.

Je voudrai maintenant remercier l'ensemble des amis thésards et post-docs que j'ai côtoyés. Merci à ceux qui sont déjà partis pour les bons moments qu'on a passés ensemble : Antoine, Marc-Olivier, Pu, Jo, Guillaume, Guillaïn, Alexandre, Pedja, Kasia, Dorothée. Merci à Xavier pour les discussions qu'on a eues sur l'état de la société dans laquelle on vit. Merci également pour ses conseils dans mon apprentissage de ROOT.



Au tour des thésards et post-docs qui sont encore là. Merci à Mark, Alexandre, Kevin, Guillaume, Diego, Haifa, Lucia, Giorgio, Igor, Danielo, Julien, Joanna pour le bon temps que j'ai passé avec eux. Merci à Aurore et Yannen, mes compères thésards, pour leur gentillesse et leur joie de vivre. Yannen, je te souhaite bon courage pour ton post-doc et Aurore, je te dis à bientôt. Un grand merci à Paola, ma compagnonne de bureau. J'ai beaucoup aimé toutes les histoires que tu m'as racontées. Te connaître m'a également permis de me rappeler mes cours de français.

Une partie spéciale pour les Espagnols que j'ai croisés tout au long de ma thèse soit au GANIL, soit à Saint-Jacques-de-Compostelle. Merci à Manuel pour tout son travail qui a rendu cette thèse possible : d'abord l'identification des produits de fission puis celui qu'il a poursuivi sur la correction de l'acceptance. Je le remercie également de m'avoir servi de traducteur lorsque j'étais à Saint-Jacques. Merci à Bea, Magdalena, Diego et Juan pour leur gentillesse et leur bonne humeur (peut-être que tous les Espagnols sont naturellement sympas). Enfin, merci à Carme qui est tout le temps de bonne humeur et qui rigole autant que moi.

Un dernier mot pour mes amis et ma famille qui ne m'ont pas beaucoup vu durant la dernière année. Merci à mes parents de m'avoir toujours soutenu tout au long de mes études. Je leur en suis très reconnaissant. Enfin, un grand merci à ma compagne, Cécile, qui a survécu à mon rythme de vie décalé. Je la remercie particulièrement d'avoir assisté à mes répétitions de soutenance et d'avoir corrigé consciencieusement toutes les fautes d'orthographe et de grammaire qui trainaient dans ce document. Enfin à tout ceux que j'aurais oubliés, pardonnez-moi et merci.

Olivier



**Résumé :**

Les caractéristiques des distributions des produits de fission sont le résultat des propriétés dynamiques et quantiques du processus de déformation du noyau fissionnant. Ces distributions représentent également un intérêt pour la conception de nouveaux réacteurs nucléaires ou pour l'incinération de déchets radioactifs. Jusqu'à présent, notre compréhension de la fission nucléaire reste limitée du fait de restrictions expérimentales. En particulier, les rendements des produits de fission lourds sont difficiles à obtenir avec précision. Dans cette thèse, une technique expérimentale innovante est présentée. Elle repose sur l'utilisation de la cinématique inverse couplée à l'usage d'un spectromètre, dans laquelle un faisceau d' $^{238}\text{U}$  à 6 ou 24 A MeV est envoyé sur des cibles légères. Différents actinides, de l' $^{238}\text{U}$  au  $^{250}\text{Cf}$ , sont produits par réactions de transfert ou de fusion, avec des énergies d'excitation allant d'une dizaine à quelques centaines de MeV selon la réaction et l'énergie du faisceau. Les fragments issus de la fission de ces actinides sont détectés par le spectromètre VAMOS ou le séparateur LISE. Les rendements isotopiques des produits de fission sont entièrement mesurés pour différents systèmes fissionnants. L'excès de neutrons des fragments est utilisé pour caractériser les distributions isotopiques. Son évolution avec l'énergie d'excitation nous procure des informations probantes sur le mécanisme de formation du noyau composé et sa désexcitation. L'excès de neutrons nous renseigne également sur le nombre de neutrons évaporés par les fragments. Le rôle des effets de couches proton et neutron dans la formation des fragments de fission est également discuté.

**Mots clés :** fission nucléaire ; réactions nucléaires ; spectromètres ; actinides ; réactions de substitution

---

**Inverse kinematics technique for the study of fission-fragment isotopic yields at GANIL energies****Abstract :**

The characteristics of the fission-products distributions result of dynamical and quantum properties of the deformation process of the fissioning nucleus. These distributions have also an interest for the conception of new nuclear power plants or for the transmutation of the nuclear wastes. Up to now, our understanding of the nuclear fission remains restricted because of experimental limitations. In particular, yields of the heavy fission products are difficult to get with precision. In this work, an innovative experimental technique is presented. It is based on the use of inverse kinematics coupled to the use of a spectrometer, in which a  $^{238}\text{U}$  beam at 6 or 24 A MeV impinges on light targets. Several actinides, from  $^{238}\text{U}$  to  $^{250}\text{Cf}$ , are produced by transfer or fusion reactions, with an excitation energy ranges from ten to few hundreds MeV depending on the reaction and the beam energy. The fission fragments of these actinides are detected by the VAMOS spectrometer or the LISE separator. The isotopic yields of fission products are completely measured for different fissioning systems. The neutron excess of the fragments is used to characterise the isotopic distributions. Its evolution with excitation energy gives important insights on the mechanisms of the compound-nucleus formation and its deexcitation. Neutron excess is also used to determine the multiplicity of neutrons evaporated by the fragments. The role of the proton and neutron shell effects into the formation of fission fragments is also discussed.

**Keywords :** nuclear fission ; nuclear reactions ; spectrometer ; actinide elements ; substitution reaction

---

**Discipline :** Constituants élémentaires et physique théorique

---

**Grand Accélérateur National d'Ions Lourds**

**Bd Henri Becquerel- BP 55027 - 14076 CAEN Cedex 05**